

A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA

KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK
KÖZLEMÉNYEI

VOL. 5.

No 2.

MÁRCIUS — ÁPRILIS 1957

BUDAPEST

A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK
K Ö Z L E M É N Y E I

Erő János, Fenyves Ervin, Mátrai Tibor és Vödrös Dániel
közreműködésével szerkeszti:
Faragó Péter

5.évfolyam 2.szám

1957. március-április

T A R T A L O M J E G Y Z É K

Oldal

1. Vorsatz Brunó: Nemesfémek mennyiségi szinképelemzéséről.....	123
2. Trummer István: Geometriai izomerek ultraibolya abszorpciós szinképvizsgálata, III. C=N kötésű geometriai izomerek	130
3. Bozóki György és Gombosi Éva: A maximális valószínűség módszer alkalmazása jet-ek primér energiájának a meghatározására	167
4. Domokos Gábor: Megjegyzés jet-ek primerenergiájának meghatározásához	178
5. Domokos Gábor: Nehéz instabil részek emissziója igen nagy energiájú nukleon-ütközésekből	183
6. Jánossy Lajos és Rupp Erzsébet: Exponenciális abszorpció paramétereinek meghatározása	188
7. Lendvay Béla és Nagy László: Egy MTX-90 csövekkel dolgozó hodoszkóp	195
8. Faragó Péter: Igen nagy energiájú részecskék előállításáról	200
9. Kisdiné Koszó Éva és Turi László: Mágneses terek precíziós mérése paramágneses rezonancia módszerrel ..	225
10. Berkes István, Demeter István és Kostka Pál: Az Atomfizikai Osztály 1 MV-os Van de Graaff generátora ...	231
11. Horváth Loránd és Neszmélyi András: Egyszerű kettős-impulzus generátor	248
12. Nagy Lajos és Orient Ottó: Gyors neutronok lelassulásának vizsgálata	253
13. Vödrös Dániel: Diffúziós folyamatok vizsgálata radioizotópokkal	263
14. Nagy Tibor: Cu-Ni ötvözetek komplex kezdő permeabilitásának frekvenciafüggéséről	268

Technikai szerkesztő: Stancsich Györgyné

A SPEKTROSKÓPIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE
MB.OSZTÁLYVEZETŐ: PLANK JENŐ

Nemesfémek mennyiségi szinképelemzéséről

Irta: Vorsatz Brunó

Összefoglalás:

A szín nemesfémek tisztasági vizsgálatára, különösen a 0.1 alatti szennyező és kísérő elemek mennyiségi meghatározására igen alkalmas a szinképelemzés.

E rövid közlemény a szinezüst, szinarany és színplatina szennyezőinek illetve kísérő elemeinek meghatározására javasol egyszerű, gyorsan és minden különösebb felszerelés nélkül elvégezhető szinkép-elemző módszert. Ennek a módszernek a lényege, hogy a vizsgálandó próbák szinképeit egyenáramu ivgerjesztéssel, szénelektrodákban teljes elégetés mellett vesszük fel, az összehasonlító próbák pedig a meghatározandó elemek oldatainak kis szűrőpapír darabra való rávitele, beszáritása és spektráltisztítás /vagy ismert összetételű/ nemesfém globulusba az ivben való beötözés útján készülnek.

A dolgozat tartalmazza az eljárás lényegének bizonyítását, valamint a részletes munkaelőírást.

A szín nemesfémek, különösen a szinezüst, szinarany és a színplatina tisztasági fokának megállapítására, illetőleg a bennük jelenlevő szennyezéseknek pontos meghatározására igen alkalmas az emissziós szinképelemzés. Az egyenáramu ivgerjesztés megfelelő érzékenységet biztosít, az említett fémek szinképei nem bonyolultak, emellett az elemzések elvégzése sokkal egyszerűbb és kisebb anyagfogyasztással jár, mint a kémiai módszer. A vizsgálatok pontossága a dokimasztikus módszernél nagyobb, és eléri, sőt egyes esetekben meghaladja a kémiai elemzések pontosságát.

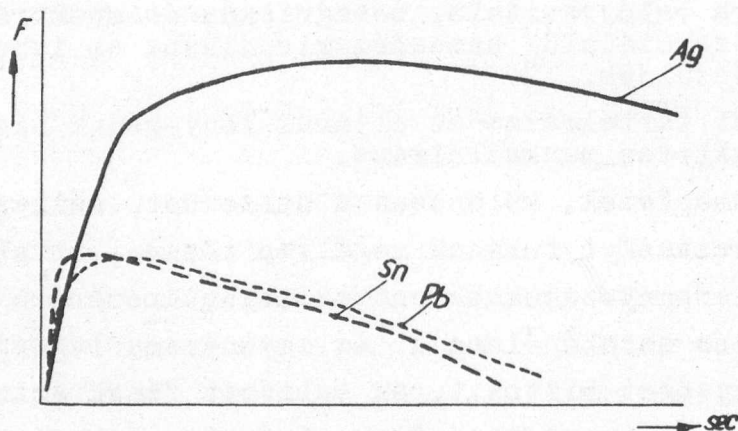
A szakirodalomban több adat található különösen a platina és arany homológvonalpáros módszerrel való elemzésére, ezek az adatok azonban nem mindig kielégítőek. Néhány jól használható módszer is közöltek, melyek azonban többé-kevésbé bonyolultak, illetve speciális felszerelést igényelnek.

Az ismertetendő eljárás kidolgozásakor az volt a célunk, hogy egy olyan eljárást kísérletezzünk ki, mely igen érzékeny, tehát a nyomszennyeződések kimutatására is alkalmas, elegendő

pontosságot nyújt és emellett minden különösebb felszerelés nélkül bármelyik szinképelemző laboratóriumban elvégezhető. Ezenkívül feltételeztük, hogy a drága és nehezen beszerezhető standard-próbák nem állanak rendelkezésre.

A nemesfémek legérzékenyebb gerjesztési módjának a "globule arc" módszer bizonyult. Ezt az egyes fémekre megfelelően alkalmazva jól reprodukálható és jól kiértékelhető szinképeket nyerünk. Az elemzendő próbák forgács-, vékony lemez, drót, vagy reszelék-alakban kerülhetnek elemzésre. Ezekből, ha mindig azonos mennyiséget mérünk be, a hordozóelektrodul használt szénkehelyben az iv begyújtása után mindig azonos méretű gömb keletkezik.

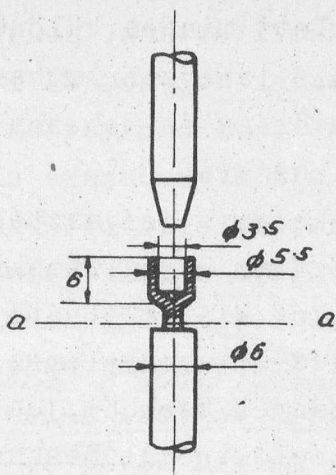
Az egyes szín nemesfémekben lévő szennyezők az iveltetés folyamán különböző módon viselkednek. Az iv begyújtásától számítva az alacsonyabb forráspontú elemek hamarabb kipárolognak, vagyis szinképvonalaik intenzitása bizonyos égési idő elmultával csökken, mint azt az 1. ábrán láthatjuk.



Az ebből eredő hibák elkerülésére a teljes elégetés módszerét alkalmazzuk, amikor is a 2. ábrán látható alakú és méretű szénelektrodót az a-a vonalig égetjük le az iv által.

A módszer lényege az összehasonlítópróbák elkészítésében rejlik. Ezek elkészítésének a módja a következő:

A globule arc módszerhez etalonokul olyan nemesfémgömböcskékre van szükségünk, melyeknek mérete azonos az általunk vizsgált gömbökkel, a bennük lévő szennyezők mennyisége pedig ismert és fokozatosan növekszik, olyan módon, hogy segítségükkel a kiértékelődiagramm elkészíthető legyen. Tehát kiindulóanyagul olyan szín nemesfémeket választunk, melyben a meghatározandó szennyezők nem mutathatók ki /spektráltiszta/, vagy mennyiségük ismert és a



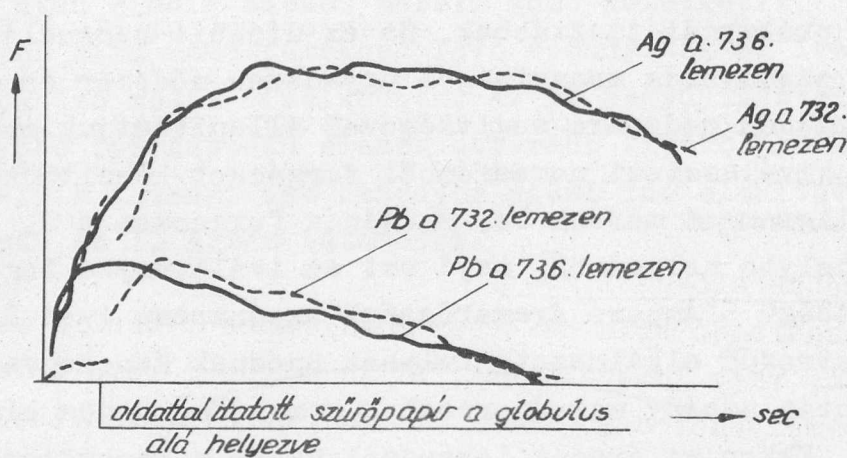
legtisztább próbáknál tisztábbak. Ha az utóbbit használjuk, akkor a jelenlevő szennyezők mennyiségét ugyanezen módszer és a szukcessziv hozzáadás módszere segítségével állapíthatjuk meg.

Az így kiválasztott nemesfémről forgácsot készítünk és mintegy 100 milligrammot mérünk be. Ezután a forgácsot a 2. ábrán látható szénkehelybe helyezük, majd ezt az ivállványba fogva, 220 Volt feszültségű 5 Ampere áramerősségű egyenáramu ivet létesítünk, az alsó elektródul alkalmazott kelyhet anódnak kapcsolva. Az iv begyújtása után néhány másodperccel a nemesfémforgács kis gömbbé olvad össze. Ekkor az áramot lekapcsoljuk és a nemesfémgömböt kivesszük a szénkehelyből, majd súlyát pontosan megállapítjuk.

A meghatározandó szennyezőket olyan módon visszük bele az így elkészített nemesfémgömbbe, hogy azokból oldatot készítünk, az ismert koncentrációjú oldat ismert mennyiségét kis szűrőpapírdarabra visszük, beszárítjuk, majd a száraz szűrőpapírt a már említett szénkehelybe az előbbi módon elkészített nemesfémgömb alá helyezük, majd az ivállványba fogva a munkaelőírásban megadott áramerősségű ivvel gerjesztve a gömböt teljesen elégetjük, miközben exponálunk. Az iv begyújtása után rövid idővel a kehelyben lévő gömb megolvad és az alatta elhelyezett szennyezőket magába ötvözi.

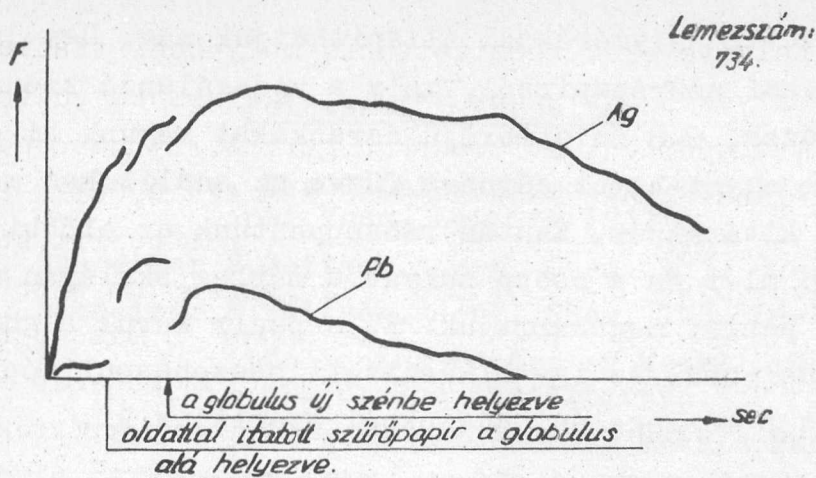
Természetesen csak akkor fogadhatjuk el ezeket az így elkészített felvételeket a kiértékelés alapjául, ha bizonyítva van, hogy a szűrőpapírra és a beötvözés által a gömböcskébe vinni szándékozott szennyezések abba tényleg beötvöződtek és ott úgy viselkednek, mintha a gömböcske az illető szennyezéseket eredetileg is tartalmazó nemesfémről volna. Ennek bizonyításául szolgáljon az alábbi kísérletsorozat:

Olyan felvételeket készítettünk, melyeknél tiszta nemesfém-gömböcskét helyeztünk a szénkehelybe, az ivet begyújtottuk és a kazettát 5 másodpercenként továbbmozgattuk. 15 másodperc múlva az áramot lekapcsoltuk, majd a gömböcske alá 0,001 Pb, Sn és Fe tartalomnak megfelelő oldattal ellátott szűrőpapírt helyeztünk. Ezután az ivet újból begyújtva a felvételeket az előbbi módon folytattuk a gömböcske leégéséig. Ugyancsak 5 másodperc kazetta-továbbmozgatással elkészítettük olyan ezüstgömböcske szinképeit, melynek hasonló szennyezései voltak. A lemezek kiértékelését a 3. ábrán foglaltuk össze, melyen látható, hogy az első esetben



a szennyezők szinképvonalai a szűrőpapírnak a gömböcske alá helyezése után már az első 5 másodperces felvételen teljes intenzitással megjelennek, és a második esettel összehasonlítva azonos módon viselkednek.

Annak a lehetőségnek kizárására, hogy az említett szennyezők nem beötvözött állapotban gerjesztődnek, a következőképen jártunk el: Tiszta nemesfém-ből /ezüstből/ gömböcskét készítettünk szénkehelybe téve 15 másodpercig -5 másodpercenkénti kazettatovábbmozgatással - égettük az ivet, majd 0,001 Pb, Sn, Fe-nek megfelelő oldattal itatott szűrőpapírt helyezve alá, az iveltetést 20 másodpercig folytattuk, majd az áramot lekapcsolva, a gömböcskét tiszta kehelybe helyezve teljes elégésig iveltettük. Ellenőrzésképen az első esetben használt szénkehelyet üresen is leégettük. Ezen vizsgálatok eredményeit a 4. ábra foglalja össze, melyekből látható, hogy az eredeti kehelyből kivett és új kehelybe áttett gömböcske szinképeiben a szennyezővonalak intenzitása nem változott. Az eredeti szénkehelyben a szennyezők jelenléte nem volt megállapítható.



A fentiekben leírt módokon elvégzett bizonyító kísérletek és a mintegy ezer dokimasztikus és nedves úton kontrollált elemzés alapján feltételezésünk bizonyítottnak vehető, tehát szinnesfémek, különösen ezüst, arany és platina elemzésére az alábbi eljárást javasoljuk:

1. Próbák előkészítése:

A vizsgálandó szín nemesfém-ből forgácsot készítünk, vagy ha vékony drót, vagy lemezalakúak, akkor olyan méretű darabkákra vagdaljuk, melyeket a 2. ábrán látható méretű szénkehelybe bele tudunk helyezni. Ezután 100 ± 5 milligrammot mérünk be belőlük, majd a kehelybe helyezzük. Amennyiben egyszerre nem tudjuk a kehelybe helyezni a próbát, akkor a szénkehelyt az ivállványba fogjuk és a felvételt egyuttal megindítva fokozatosan rakjuk a kehelybe a próbát, miközben az az ivben gömbbé olvad össze. Az expozíciót akkor fejezzük be, ha a kehely a 2. ábra a-a vonaláig leégett.

2. Az összehasonlítópróbák készítése:

A fentebb leírt elvek szerint kiválasztott tiszta nemesfém-ből mintegy 110 milligrammot mérünk be forgács vagy drótalakban. Ezután szénkehelybe helyezve néhány másodperces iveltetéssel gömböcskévé olvasztjuk össze, majd a szénkehelyből kivéve analitikai mérlegen a súlyát pontosan megállapítjuk. Ezután a meghatározandó szennyezésekből olyan oldatot készítünk, melynek 0,05 milliliter a szennyezésekből annyit tartalmaz, amennyi - 100 mg-ra vonatkoztatva a készíteni kívánt összehasonlítópróba összetételének megfelel, például a 0,01 %-osnak koncentrációja 0,2 mg/ml. Mivel ez az oldat igen hig, fajsúlya 1-nek vehető, tehát a szük-

séges térfogatát súlyméréssel állapíthatjuk meg. Ugy járunk el, hogy analitikai szűrőpapírból, mely a vizsgálandó szennyezéseket nem tartalmazza, 6-8 mm átmérőjű darabkákat vágunk ki dugófuróval, majd ezekből egyet-egyet cérnára fűzve az analitikai mérlegre akasztunk és kitarázzuk. Ezután rácseppentünk az előbbi oldatból mintegy 0,05 ml-t és a csöpp súlyát a mérleg skáláján megállapítjuk, majd a papírt megszárítjuk. Ez a papír kerül a gömböcske alá a szénkehelyben. Az így elkészített összehasonlítópróba pontos összetételét a mérlegelési adatokból számítjuk ki.

3. A szinképek felvételének körülményei:

Spektrográf: közepes bontású kvarcspektrográf

Leképzés: közbenső képleképzés, vagy belső leképzés

Résszélesség: 15 mikron

Szűrő: 10/100/50 % -os

Közbenső fényrekesz: Zeiss Qu 24. készüléknél 3,2 mm

Gerjesztés: egyenáramú iv, 220 Volt 5-8 Ampere rövidzárási áramerősség.

Ivköz: 3 mm, ivelés alatt utánállítva

Elektródok: felső: szén csonkakúp

alsó : szénkehely a 2. ábra szerint, pozitív pólus

Előivelés: üres szén 20 másodperc

Expozíció: teljes elégésig, Zeiss Qu 24. készüléknél kb. 2 1/2 perc.

Fényképlemez: Agfa Spektral Blau Extrahart

Előhívó: DIN 4512, 18°C-on 5 perc.

4. A lemezek kiértékelése:

A szinképlemezeket a szokásos módon fotometráljuk és értékeljük ki. Lemezhitelesítésre lépcsősszűrőt használunk. A mérővonalpárok a szokásosak.

A fent leírt vizsgálati módszer érzékenysége megfelelőnek mutatkozik, mert a 10-4 % nagyságrendű szennyezők mennyiségének megállapítására alkalmas.

Felhasznált irodalom.

- Gerlach Wa, Gerlach We. Die Chemische Emissionsspektralanalyse 2.
L. Voss. Leipzig 1933
- Gerlach Wa, Schweizer E. Zeitsch. anorg. Chem. 173. 92-103
- Gerlach Wa, Schweizer E. Zeitsch. anorg. Chem. 173. 104-110
- Smith D.M. Collected Papers on Metallurgical Analysis By The Spectrograph.
British Non-Ferrous Metals Research
Association London 1945.
- Smith D.M. Congres du G.A.M.S. 1. oct. 1949. Paris
- Pasveer M.W. ———— " ———— " ————
- Twyman F. Metal Spectroscopy. Charles Griffin et
Comp. Ltd. London, 1951.
- Oberländer H. Handbuch der Analytischen Chemie III.
Springer Verlag Berlin-Göttingen-Heidel-
berg 1950.

Elhangzott a GAMS XX. kongresszusán, Párisban, 1957. jun. 3-án.

A SPEKTROSZKÓPIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

MB. OSZTÁLYVEZETŐ: PLANK JENŐ

Geometriai izomerek ultraibolya
abszorpciós szinképvizsgálata

III.

C=N kötésű geometriai izomerek

Irta: Trummer István

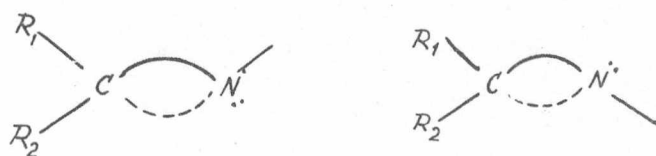
Összefoglalás:

A furiloximok és alapvegyületeik szinképének vizsgálata igen jó példa arra, hogy egyes esetekben az elnyelési szinképekből önállóan lehet bizonyítani a geometriai izomerek konfigurációját. Természetesen ez a feladat igen nagy körültekintést kíván meg, feltétlenül figyelembe kell venni néhány tényezőt, mely szerepet játszik a szinképek kialakulásánál: a szubsztituensek elektrosztatikus kölcsönhatása, szterikus gátlás, átmeneti momentum.

Célszerű a C=N kötésű geometriai izomerekről is először a nomenklaturát tisztázni /v.ö. előző dolgozat [1]/. A cisz-transz elnevezés világos és félreérthetetlen, ha az azomethin csoportot tartalmazó vegyületek aldoxim-származékok, vagyis aHC=Nb esetben. Csak megállapodás után jelölhet kétségtelen geometriai szerkezetet a cisz-transz elnevezés, ha ketoxim-származékokról van szó, vagyis ha az azomethin-kötés szubsztituensei abC=Nd

Általános rész

A C=N kettőskötésben szereplő N-atomról már 1890-ben megalapította HANTZSCH és WERNER [2], hogy ugyanolyan tetraéderes konfigurációju, mint a szén, s hogy három vegyértéke a tetraéder három csúcsa felé irányul. /Mai elképzelés szerint a negyedik csúcs felé a N kötetlen elektronpárja helyezkedik el./ A geometriai izomériára az ad lehetőséget, hogy a Nharmadik vegyértéke kétféle helyzetet vehet fel a kettőskötés síkjára merőleges síkban:



A C=N kettőskötést tartalmazó vegyületek geometriai konfigurációjának meghatározására csak szórványos kísérletek történtek. Ezek a kísérletek is inkább csak minőségi különbségeket és analógiákat igyekeztek összegyűjteni, vagy egyes kedvező térállású vegyületeknél jelentkező szinképeffektusok megfigyelésére szorítkoztak.

WILSON és HEILBRON [3] a mezitiloxid szemikarbazonjainál azt találta, hogy: "a szinkép sávjainak elmozdulása gyakorlatilag azonos a tiszta nitrogén-sztereoizoméria esetén várt különbségekkel". Szerzők az általuk akkor synnak nevezett izomérnél találtak nagyobb elnyelési együtthatót $\lambda_{\max} = 256 \text{ m}\mu$ -nál / $39\,000 \text{ cm}^{-1}$ /.

BRUZEAU [4] hasonló szinképi különbségeket kapott az α -dimetil- α -fenilaceton izomér szemikarbazidjainál.

BRADY és GREYSON [5] az ánizsaldoxim, p-nitrobenzaldoxim, valamint az utóbbi vegyület acetyl-származékának és O-metiléterének izomérjeinél talált szinképi különbségeket.

HANTZSCH [6] a p-nitrobenzaldoximnál és alkálisójánál észlelt az izomérek szinképei között olyan eltéréseket, melyek elelendők és felhasználhatók az izomérek megkülönböztetésére.

RAFFAUF [7] a furfuraldoxim izomérek szinképében észlelt különbségek alapján az 5-nitrofurfuraldoximnál és acetát-származékánál kijelöli a kapott izomérek térbeli konfigurációját.

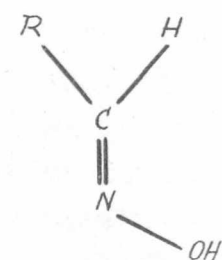
Az oximok különféle származékainál /hidrazonok, fenilhidrazonok, stb./ még nehezebb az izoméria tanulmányozása, mivel az izomérek nem eléggé stabilisak. Igen helyesen magyarázza e származékok izomérjeinek instabilitását HROMOV-BORISZOV [8]. Rámutat arra is, hogy miért várhatunk a dinitrofenilhidrazonoknál nagyobb stabilitást az egy nitrocsoportot, vagy nitrocsoportot nem tartalmazó vegyületekkel szemben. A C=N-NH-rendszerben ugyanis az egyes kötéssel kapcsolódó nitrogén szabad elektronpárja eltolódik a másik nitrogénatom felé, s ezáltal a C=N kettőskötés fellazul, elveszti "merevség"-ét. Valóban, az utóbbi években számos nem-szimmetrikus keton 2,4-dinitrofenilhidrazonjánál fedeztek fel geometriai izo-

mériát és néhány vegyületcsoport konfigurációját sikerült is abszorpciós spektroszkópiai úton igazolni [9].

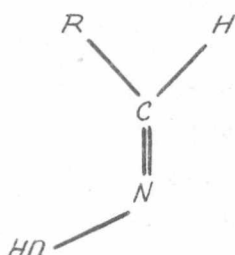
Kísérleti rész

Szisztematikus vizsgálathoz, az általános részben tárgyalt stabilitási okokból kifolyólag, csak az oxim izomérek alkalmasak.

Az oxim izomérek jelölésére nem a megszokott cisz-transz, hanem a syn és anti szócskát használjuk. Aldoximoknál a syn-izomérben a H és a OH egymáshoz közel esnek:

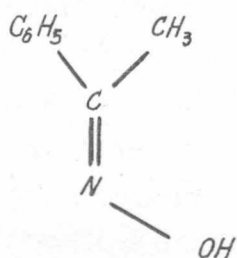


syn-aldoxim

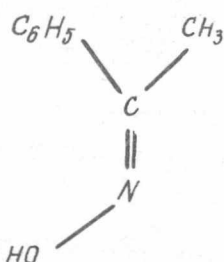


anti-aldoxim

Ketoximoknál a jelölés mindig arra a gyökre vonatkozik, amelyik elé a syn, vagy anti szócskát tesszük. Pl.:



syn-metil-fenil-ketoxim



anti-metil-fenil-ketoxim

vagy: anti-fenil-metil-ketoxim

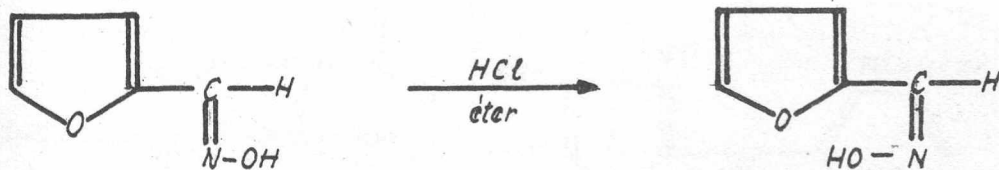
syn-fenil-metil-ketoxim

Az első oxim-izoméreket 1883-ban izolálták [10,11], de az abszolút konfigurációt megállapítani nem tudták. Erre alkalmas módszert 1921-től kezdődően dolgoztak ki MEISENHEIMER és munkatársai /ciklikus vegyületek képzése/ [12], majd pedig BRADY és BISHOP /transz-vizelelimináció/ [13]. A későbbiekben a konfiguráció meghatározására más módszereket is felhasználtak, így a dipólmomentumok, disszociációs állandók mérését, az OH akadályoztatott térállása esetén atrop-izoméria kimutatását, komplex-képzési hajlamot. Szórványos kísérletek történtek ultraibolya abszorpció

szinképek alapján történő meghatározásra is. Ez utóbbi kísérletek azonban inkább csak a minőségi különbségeket és analógiákat próbálták összegyűjteni néhány oxim esetében.

A különböző konfigurációnak az ultraibolya abszorpciós spektrumokban jelentkező hatását eddig azért nem lehetett rendszeresen tanulmányozni, mert nem akadt olyan homológ oxim-sorozat, amelynél mindkét izomér rendelkezésre állt volna. A 2-furil-ketoximok sorában OCSKAY György aspiráns állított elő először ilyen izomerpár sorozatot. Röviden érinteni szeretném azokat a kémiai módszereket, amelyekkel Ocskay az izomérek konfigurációjára következtetett, egyrészt, mivel ezek a konfigurációk szolgáltak alapul az általam elvégzett vizsgálatokhoz, másrészt, hogy összehasonlításokat lehessen tenni a kémiai, ill. spektroszkópiai módszerekkel kapott eredmények között.

Az oximpárok, a konfigurációk ismerete nélkül, két izomér-sorra voltak oszthatók, két kémiai reakció segítségével: 1. éteres sósavas kezeléssel egy izomerizálódás ment végbe, amely min-



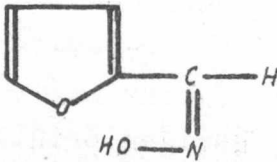
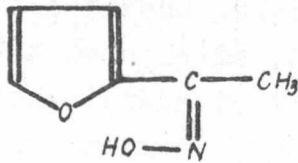
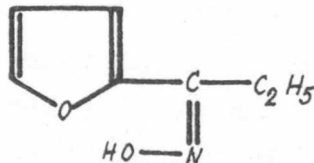
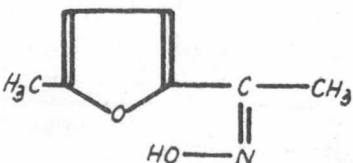
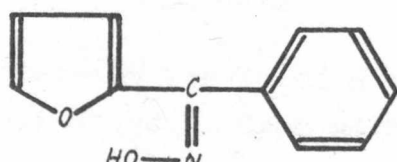
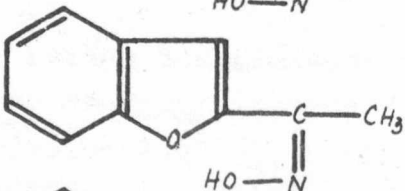
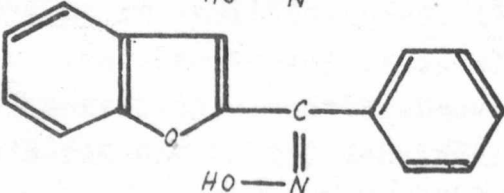
dig az egyik izomérhez vezetett; 2. a VARGHA-féle átalakulás [14, 15, 16] mindig csak az egyik izomérnél következett be /lásd az 1. táblázatot.

Az izomér sorozathoz a helyes konfiguráció hozzárendelése egyrészt azáltal történt, hogy az éteres sósavas izomerizálásnál az ismert konfigurációju furfuroloximokkal állított fel analógiát. Ezeknél izomerizálással az anti-aldoximhoz, vagyis a syn-furyl vegyületekhez jutott. Másrészt négy oxim esetében sikeres BECKMAN-átrendeződéssel igazolta a konfigurációt. E négy oximnál a OH-t aláhúzással jelöltem a táblázatban.

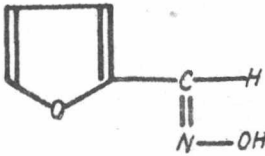
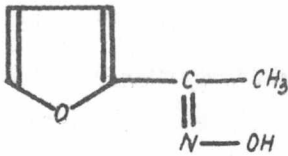
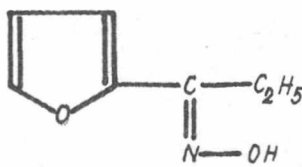
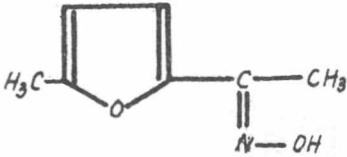
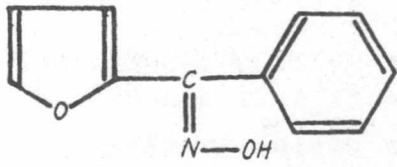
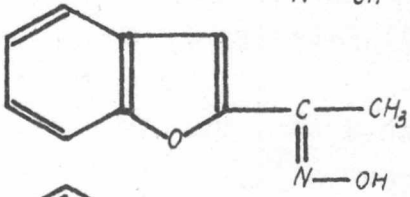
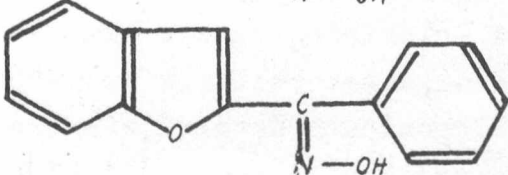
1. Táblázat

Syn-furil ketoximok

/éteres sósav hatására keletkező izomérek/

Vegyület neve:		Szerkezeti képlet:	o.p.
furfuroloxim	I		91-92°
2-furil-metil-ketoxim	II		74°
2-furil-etil-ketoxim	III		78°
/5-metil-2-furil/- metil-ketoxim	IV		109°
2-furil-fenil-ketoxim	V		149°
2-benzofuril-metil-ketoxim	VI		161°
2-benzofuril-fenil-ketoxim	VII		145°

Anti-furil-ketoximok
/VARGHA-féle átalakulást mutatják/

furfuroloxim	I		75-76°
2-furil-metil-ketoxim	II		104°
2-furil-etil-ketoxim	III		73°
/5-metil-2-furil/- metil-ketoxim	IV		83°
2-furil-fenil-ketoxim	V		161°
2-benzofuril-metil-ketoxim	VI		154°
2-benzofuril-fenil-ketoxim	VII		156°

A konfigurációk jelölésére minden esetben - tehát aldoximoknál is - a ketoximoknál szokásos jelölésmódot alkalmazom, így pl. syn-furfuraloxim helyett "anti-furil"-furfuroloximot, anti-benzaldoxim helyett "syn-fenil"-benzaldoxim elnevezést írok. Ezáltal teljesebb lesz - és a jelölésmódban is visszatükröződik - az az analógia, mely egyrészt az egyes izomérek szerkezetében /a hidr-

oxil-csoport térállásában/, másrészt az ultraibolya szinképekben nyilvánul meg.

Az előző táblázatban feltüntetett 14 vegyület közül csak az I-izomérek szinképe ismeretes az irodalomban [6,7]. Ezeken kívül csak az 5-nitrofurfuraldoxim és acetát RAFFAUF [7] által felvett szinképét lehetett felhasználni a furiloximok konfigurációjának vizsgálatához. A benzaldoxim-sorozatból is ismeretes néhány vegyület szinképe, azonban ezek a szinképek sokszor egymásnak ellentmondó adatokat tartalmaznak a régi és tökéletlen technikai felvételek következtében.

a. A furiloximok és alapvegyületeik szinképe

Mielőtt az oximizomériának az ultraibolya szinképre gyakorolt hatását vizsgálnánk, tisztáznunk kell, hogy a vegyületek szinképében jelentkező sávok milyen elektronátmenethez tartoznak. Ebből a célból az oximok alapvegyületeit, az oxovegyületeket is megvizsgáltam. Egyidejűleg rámutatok olyan jelenségekre is, amelyeknek ismerete nélkülözhetetlen a furil-oximok syn-anti izomériájának spektroszkópiai módszerrel történő eldöntéséhez és magyarázatához.

Magának a furánnak a közeli ultraibolya szinképtartományban nincs erős szelektív abszorpciója [17,18], intenzív elnyelési sáv csak 200 m μ -nál jelentkezik ($\epsilon = 10,000$). 250 m μ -nál egészen kis intenzitású ($\epsilon = 1$), rezgési szerkezetű sávot találunk /1. szinképábra/. Ez a sáv, hullámhosszát és szerkezeti sajátosságait tekintve, igen hasonlít a benzol 255 m μ -nál lévő elnyelési sávjához. A π -elektron-sextett tiltott átmenetének felel meg és valamennyi öttagu heterociklus szinképében megtalálható, de intenzitása, a heteroatomok növekvő elektronegativitásával, az $S > N > O$ sorrendben csökken. A konjugált dién poláris gerjesztésének ($N \rightarrow V$ átmenet) megfelelő sáv, ugyanilyen sorrendben, egyre inkább tolódik 200 m μ (az egyszerű etilén-kötés gerjesztésének megfelelő hullámhosszuság) felé, mutatván azt, hogy a π -elektronok delokalizációja a heteroatom elektronvonzása miatt egyre kisebb lesz [19]. BONINO és MANZONI-ANSIDEI [20] a tiofén, pirrol és furán RAMAN spektrumának vizsgálata útján megállapították, hogy míg maga a furán benzenoid típusu vegyületként viselkedik, addig a

furán-származékokban - különösen, ha a szubsztituens α , β -telítetlen kötést tartalmaz - a furángyűrű már konjugált diénnek mutatkozik. A furán RAMAN spektrumában ugyanis nem találtak etilén kettőskötésre jellemző vonalat, viszont erős vonal mutatkozik a benzolszerű kettőskötésre jellemző hullámszámnál. Az α , β -telítetlen kettőskötéses szubsztituenst tartalmazó származékoknál viszont /furfurol, acetofurán, vinilfurán/ hiányoznak a benzenoid kettőskötés vonalai, ugyanakkor megjelennek az etilén kettőskötésre jellemzők. A furfuraldehid és a furánkarbonsav /pironyálkasav/ vinilhomológjainak és az azonos kettőskötésszámot tartalmazó megfelelő alkenalok, ill. polién karbonsavak szinképi összehasonlítása útján HAUSSEER és munkatársai [21], valamint ADAMS és GOLD [22] a furil csoportról azt állapították meg, hogy konjugált rendszerekben két konjugált etilénkötéssel egyenértékű.

Az elmondottak alapján érthető, hogy azoknak a vegyületeknek szinképében, ahol a furángyűrű egy kettőskötéssel konjugálódik /furfurol, furil-metil-ke-ton, I, II, III, IV/, miért jelenik meg egyetlen erős sáv 270 m μ környékén /2-7 szinképábrák/. A nagyrészt BRAUDE összefoglaló cikke [19] nyomán összeállított 2. táblázat adataiból látható, hogy három konjugált kettőskötést tartalmazó vegyületek elnyelési sávja 260-270 m μ között van.

2. Táblázat

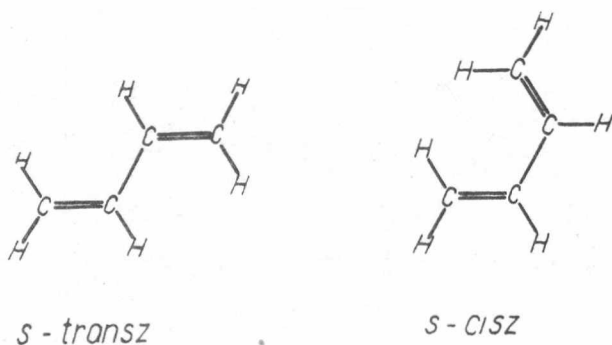
Kettő és három konjugált kettőskötést tartalmazó
vegyületek fényelnyelése

Vegyület	λ_{\max}	ϵ_{\max}	oldószer
butadién	217	20900	hexán
N-n-butilkroton-			
al-dimin	219	25000	hexán
krotonaldehyd	217	16000	alkohol
glioxal	195	35	hexán
oktatrienol	265	53000	alkohol
szorbaldehyd	263	27000	alkohol
szorbaldoxim	267	29600	alkohol
furfurol	277	14500	alkohol
2-furil metil-ke-ton			
/anti/-2-furil-metil-			
ketoxim /II/	265	14500	alkohol

Az elnyelési sávok intenzitásainak vizsgálata során még azt kell megállapítanunk, hogy a furil-karbonil konjugált rendszert

tartalmazó vegyületeknél kisebb a sávintenzitás, mint a szintén három kettőskötést tartalmazó oktatrienolnál és szorbaldehidnél. A szorbaldehid sávjának kisebb intenzitása az oktatrienoléval szemben mutatja azt, hogy a karbonil kromofór az intenzitás szempontjából "gyengébb" kromofór az etilénkötésnél. Ha további etilénkötést cserélünk ki karbonil kettőskötésre, mint pl. a diacetil-etenél, a sávintenzitás tovább csökken. Az azonos számú kettőskötést tartalmazó, de tisztán etilén kettőskötésű vegyületek elnyelési sávja mindig nagyobb intenzitású, mint azoké a vegyületeké, amelyekben az etilénkötések mellett karbonilkötések is résztvesznek a konjugációban.

Magyarázatot kíván az is, hogy miért kisebb intenzitású az ugyanolyan konjugált rendszert tartalmazó furfural, ill. a furilalkil-etonok és ketoximok sávja a szorbaldehidénél. A jelenség magyarázatát az öttagú heterociklusok kettős kötésének elhelyezkedése adja meg. MULLIKEN [23] elméleti alapon kimutatta, hogy a látszólag szabad rotációjú centrális egyeskötéssel rendelkező butadiénben a kettőskötések egymáshoz viszonyított helyzete túlnyomórészt s-transz /1. ábra/, mivel ez a konformáció mintegy 2,3 kcal/mollal stabilabb, mint a kettőskötések s-cisz elhelyezkedése [24,25,26].



1. ábra

Butadién s-transz és s-cisz konformációja

Ezt az ún. s-cisz-transz izomériát az teszi lehetővé és magyarázza meg, hogy a vegyület mezomériája következtében a két kettőskötés síkban igyekszik elhelyezkedni. Ezáltal a centrális egyeskötés szabad rotációja erősen lecsökken és ez a kötés is némi kettőskötés jelleget vesz fel. A molekulák konformációjának egyensúlyi helyzete a hőmérséklet függvénye és a hőmérséklet növe-

lésével növekszik az s-cisz konformációk koncentrációja. MULLIKEN szerint a butadiénnek szobahőmérsékleten kb. 20 %-a s-cisz izomér [23]. MULLIKEN kimutatja azt is, hogy a konjugált kettőskötések gerjesztésének $N \rightarrow V_1$ átmeneténél nagyobb intenzitás várható, ha a kettőskötések s-cisz helyett s-transz állásban vannak. Az öttagú ciklikus diének $N \rightarrow V_1$ átmenetéhez tartozó sáv éppen azért mutat kisebb intenzitást a butadiénével szemben, mert a gyűrű a kettőskötéseket s-cisz állásba kényszeríti. A furfurol és az ezzel megegyező konjugált rendszert tartalmazó furil-alkil-ke-tonok, valamint a furil-alkil ketoximok által a szorbaldehid ϵ -jával szemben mutatott kisebb elnyelési együtthatóra tehát a két etilén-kettőskötésnek s-cisz konfigurációba[‡] való kényszerülése a magyarázat.

A furil-alkil-ke-tonok és ketoximok $C=O$, ill. $C=N$ kettőskötésének elhelyezkedését illetően a következő elgondolásokat kell szem előtt tartanunk. A karbonilcsoport π -elektronjainak delokalizációja nem olyan erős [27], mint a $C=C$ kötésé. Így a karbonilcsoportot a molekula többi részével összekapcsoló egyesítés nem oly nagy mértékben irányítja azt a molekula síkjába, mint az etilén-csoportot. Helyesebben, a már közönséges hőmérsékleten is mindkét esetben megjelenő torziós rezgések a karbonilcsoport esetében a koplanáristól erősebben eltérő helyzeteket is megengednek. Habár SCHOMAKER és PAULING [28] a karbonil és etilénkötésekre azonos mezoméria-energiákkal számolnak, más megfigyelésekből azt a következtetést kell levonnunk, hogy a karbonilkötés mezoméria-energiája valamivel kisebb, mint az etilénkötésé. Ilyen megfigyelés tehető pl. az orto-hatás vizsgálata során, olyan vegyületek összehasonlításakor, amelyeknél karbonil, illetőleg etilénkötéseknek a síkból való kikényszerítéséről van szó. Azonos szubsztituensek orto-helyzetű helyettesítése sokkal erősebb orto hatást, sztérikus gátlást idéz elő a stírol és α -metilstírol esetében [29], mint az acetofenonnál [30]. Mindezek után némileg érthető BONINO és MANZONI-ANSIDEI [20] azon kijelentése, hogy a furfurolnak karbonil,

[‡] A konfiguráció kifejezés használatával - a konformáció szó helyett - a kettőskötések kényszerített, kizárólagos s-cisz elhelyezkedését hangsúlyozom. Ezzel arra mutatok rá, hogy itt 20 kcal/mól-nál lényegesen nagyobb az akadály a sztérikus helyzet változásához.

helyesebben formil csoportjáról nem mutatható ki, hogy az a furilgyűrűvel egy síkban állana.

A karbonilcsoport térállására nézve mindenesetre elmondhatjuk, hogy amennyiben különleges elektrosztatikus /pl. a glioxal esetében a két karbonil-dipólus kölcsönös taszítása [27]/, vagy sztérikus ok /acetilciklohexén orto-metil szubsztitúciója [31]/ nem gátolja a karbonilcsoport tetszőleges síkbeli elhelyezkedését, akkor az a mellette lévő etilénkötéshez viszonyítva, s-transz állást vesz fel. A karbonilcsoport ilyen elhelyezkedése azonban nem olyan tulnyomó, mint az etilén-kettőskötése.

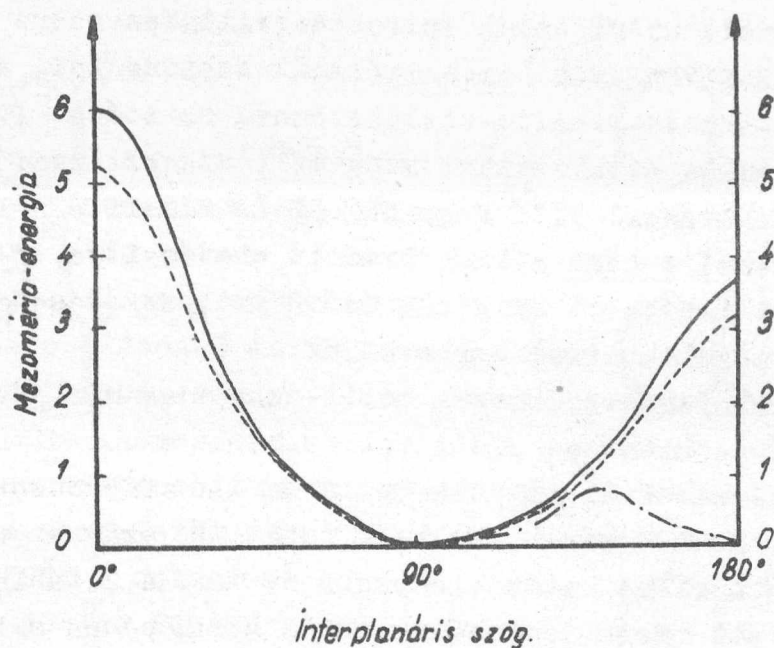
A karbonilkötéssel szemben a $C=N$ kötésnek már jóval nagyobb a kapcsolódási erőssége. A $C=NH$ /karbonimin/ szubsztituens pl. egyenértékű az etilénkötéssel, akár sztérikus effektusok iránti érzékenység szempontjából vetjük vizsgálat alá, akár az ultraibolya szinképben kifejtett batokróm hatását nézzük. A 2. táblázatban látjuk, hogy pl. az N-n-butilkrotonaldimin szinképében milyen erős hatást fejt ki a karbimincsoport.

A $C=N$ csoport erős mezomériaképességét az oximokban kis mértékben lerontja a hidroxilcsoport. A rendelkezésre álló megfigyelések alapján azt mondhatjuk, hogy az oximcsoport a karbonil- és az etilén-csoportok által felmutatott sajátságok között álló tulajdonságokkal rendelkezik. Erre mutat az ultraibolya spektrumoknak az a sajátsága, hogy azonos kettőskötésszámu, de egy etilén-csoport helyett $C=N-OH$, ill. $C=O$ csoportot tartalmazó vegyületek nagyobb hullámhosszu sávjának intenzitása az etilén $>$ oxim $>$ karbonil sorrendben csökken. Ilyen sorozatra példát ugyancsak a 2. táblázatban találunk.

Mindezek alapján feltételezhető, hogy a $C=N-OH$ csoport, gátoló hatások hiányában, kb. ugyanolyan megoszlásban tartalmaz s-cisz, ill. s-transz konformációt, mint a megfelelő etilén kettőskötéssel rendelkező vegyületek; szobahőmérsékleten esetleg valamivel több s-cisz konformáció van jelen.

A különböző kettőskötésű csoportok térbeli elhelyezkedésének kvalitatív képét adja a 2. ábra. Itt különböző csoportok mezóméria-energiáját tüntettem fel a szubsztituensnek a vegyület síkjával bezárt szöge - az un. interplanáris szög - függvényében. 0° -nak felel meg az s-transz síkbeli állapot. A két síkbeli álla-

pot - a 0° -os s-transz, illetőleg a 180° -os s-cisz konformáció közötti energiakülönbség 2,3 kcal/mol.



2. ábra
Kettőskötések elhelyezkedésének energetikai viszonyai

A görbét egyuttal úgy is felfoghatjuk, mint a megfelelő tér-állapotú molekulák koncentrációját. Ebben az esetben a görbe egyes pontjai azon molekulák koncentrációjával arányosak, amelyeknek egyensúlyi interplanáris szöge a megfelelő abszcisszaérték. Az energetikai viszonyok arra mutatnak, hogy az oxim molekulák nagyobb hányadánál fordul elő a C=N csoport s-transz konformációja, mint az oxo-vegyületek karbonil-csoportja esetében.

Az s-transz - s-cisz konformációknak az ultraibolya szinképre gyakorolt hatása alapján tisztázták TURNER és VOITLE [31] az orto-szubsztituált ciklohexének által felmutatott sávintenzitás-csökkenést. BRAUDE és SONDHEIMER [30] támadják ezeket a nézeteket és azt állítják, hogy a kérdéses vegyületek anomális spektrális viselkedését kizárólag sztérikus effektusok okozzák. Jóllehet az orto effektus tárgyalása szigorúan véve nem tartozna az oximizóméria ultraibolya spektroszkópiai magyarázatához, mégis kénytelen vagyok a két elmélettel bővebben foglalkozni. Az orto-effektusnak kizárólag sztérikus hatásra való visszavezetése, azaz BRAUDE nézetének elfogadása, kétségesse tenné ugyanis az oximok sávintenzitásának általam adott magyarázatát. Viszont éppen jelen cikk ered-

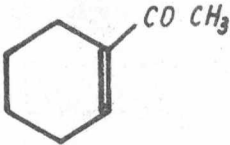
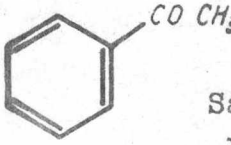
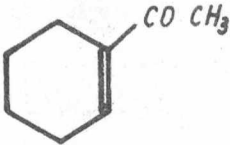
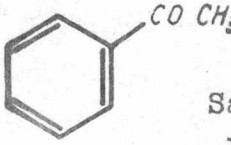
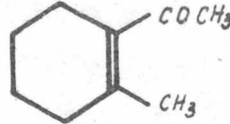
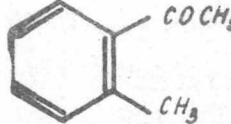
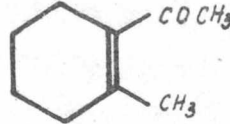
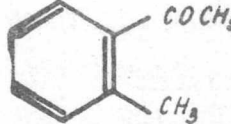
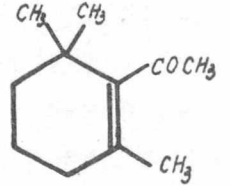
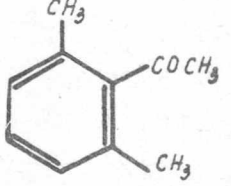
ményei bizonyító erejük arranézve, hogy kétoldali sztérikus hatás biztos elmaradása esetén is fellép az s-cisz - s-transz konformációk által okozott ultraibolya intenzitásváltozás.

BRAUDE és SONDHEIMER [30] elméletük segítségével kiszámítják, hogy az 1-acetil-2-metil-ciklohexénnél az etilén és karbonil kettőskötések síkja által bezárt szög 44° , míg az 1-acetil-2-metil-6-dimetil-ciklohexénnél 71° . Maga BRAUDE is elismeri azonban, hogy előbbi vegyületnél s-cisz sikkonformáció esetén alig van sztérikus akadály az acetil-csoport oxigénje és az orto metilcsoport között. Ha most ezt a megállapítást egybevetjük az 1-acetil-ciklohexén és a megfelelő acetofenon-származék metil-szubsztitúciójakor bekövetkező intenzitáscsökkenések adataival /3.táblázat/, azt látjuk, hogy a ciklohexénszármazéknál nagyobb az intenzitáscsökkenés, mint a benzofenonnál. Szükségképen fel kell tehát tételeznem, hogy a ciklohexenonnál a sztérikus hatás elenyésző és inkább a TURNER és VOIT-LE által említett másik tényező az oka a BRAUDE és SONDHEIMER által észlelt erős intenzitás csökkenésének. Ez a másik tényező az s-cisz konformációba való kényszerülés, amiről a benzofenon-származékoknál nem beszélhetünk, a fenil-gyűrű szimmetrikus töltéssel-ozlása miatt.

Egy másik ellenérvet szolgáltat a két vegyületcsoport sáv-maximumainak megfigyelése. Az acetofenon orto-helyzetű metil-szubsztitúciója nem okoz semmiféle változást λ_{\max} értékében, jóllehet batokrómos hatásnak kellene jelentkeznie. Szerintem erre csak egyetlen magyarázat lehet, mégpedig az, hogy ezt a batokróm eltolódást a sztérikus hatás hipszokrómiája kompenzálta. Más a helyzet az acetilciklohexénnél, ahol egy orthohelyzetű metil-szubsztitúció erős batokróm hatást idéz elő. További metilhelyettesítéskor, amikor már sztérikus gátlás lép fel, itt sem jelentkezik azonban batokróm eltolódás. Megállapíthatjuk tehát, hogy amikor jelentősebb sztérikus gátló hatás lép fel, azt minden esetben hipszokróm effektus kíséri. Egyes esetekben ez azért nem ismerhető fel közvetlenül, mert a sztérikus hatást létrehozó szubsztituens miatti batokróm eltolódás azonos mértékű a várt hipszokróm eltolódással, vagy erősebb annál.

A 3.táblázatban idézem BRAUDE és TIMMONS [32] egy pár vizsgálati adatát. Ezekből is azt következtethetjük, hogy míg a benzofenonoknál kizárólag sztérikus hatás okozza az intenzitás csökke-

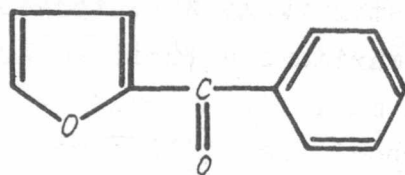
nését, addig a ciklohexén származékoknál ebben az s-cisz-s-transz izoméria is szerepet játszik.

		3. Táblázat			
Vegyület		Sávmaximum		Vegyület	
		λ_{\max}	ϵ_{\max}		
VIII				XI	
VIII		232	12500	XI	
IX		245	6500	XII	
X		243	1400	XIII	
	X				XIII

A furiloximoknak megfelelő oxovegyületeknél tehát megtaláljuk a $C=C-C=C-C=O$ hármas konjugált kromofórnak megfelelő nagy elnyelési sávot $270\text{ m}\mu$ -nál, amelynek intenzitása, a két gyűrűbeli etilénkötés s-cisz állása miatt, jóval kisebb, mint a megfelelő nyiltláncu, az s-konformációt szabadon megválasztó /így tulnyomórészt s-transz konformációju/ vegyületeké /2,3.szinképábra/. Valamennyi, a furilcsoporttal konjugált karbonil-csoportot tartalmazó vegyület szinképében éppugy megjelenik az önálló karbonil-sáv, mint a nyiltláncu vinil-aldehydeikében, akár egy önálló, kisintenzitású sáv alakjában, akár mint a legnagyobb hullámhosszusú sáv inflexiója. A karbonilsávok megjelenési formája az oximok szinképének tárgyalása szempontjából teljesen mellőzhető.

Mielőtt a furiloximok szinképének és az izoméria ultraibolya szinképi megnyilatkozási formájának részletezésére rátérnék, szükségesnek tartom a furil-fenil-keton /XIV/ szinképének elemzését. A vegyület képlete szerint a fenilcsoport konjugációban van a furaldehid csoporttal, tehát azt várnánk, hogy a teljes konjugációnak megfelelő sáv jelentkezik a szinképben. A teljes konjugáció, ha a fenilcsoportot $1\frac{1}{2}$ etilén kettőskötésnek számítjuk

[33,19], 4 1/2 etilénkötésnek felel meg, így 305-310 m μ -nál várhatunk elnyelési sávot. A XIV szinképe [8] /szinképábra/ azonban olyan kettős sávot mutat, amelynek a látható felé eső hosszuhullámu maximuma mindössze 286 m μ -nál van. Ezt



XIV

a nagy, 30 m μ -os különbséget nem lehet egyedül a karbonilcsoport elhelyezkedésével magyarázni.

BRAUDE szerint [19] egy "keresztezett" konjugáció esetén olyan hipszokrómos hatás várható az "egyenes" konjugációhoz képest, amely nem minden esetben jár együtt extinkciócsökkenéssel. Csak-hogy az ilyen esetre példaként felhozott vegyületek mind olyanok, ahol az alább ismertetett sztérikus okok is közrejátszanak a hipszokrómia létrejötténél. A XIV-nél is jelentkező sztérikus hatást JONES említi meg nagyértékű összefoglaló tanulmányában [34], a benzofenonnal kapcsolatban. JONES a benzofenon anomális szinképét - anomális olyan értelemben, hogy az azonos kettőskötésszámot tartalmazó stilbénénél jóval rövidebb hullámhossznál jelentkezik hosszuhullámu sávja - azzal magyarázza, hogy a vegyület két fenilgyűrűje, a 2 és 2' helyzetű hidrogének kölcsönös akadályoztatása folytán, nem feket egy síkban. Azzal a feltételezéssel, hogy a fenilcsoportok 1,4-es tengelyei 130°-os szöget zárnak be [35,36], számításai szerint a fenilgyűrűk síkjai közötti szögnek legalább 30°-nak kell lennie. A konjugáció emiatt csak az egyik fenil és a karbonil csoportra terjedhet ki, tehát az egész vegyület konjugációja csak látszólagos, s a 256 m μ -os sávmaximumot nem magyarázza. Hogy a másik fenil-csoport a szinkép kialakításánál csak úgy szerepel, mintha helyén alkil gyök állana, mutatja a benzofenon és acetofenon szinképének feltűnő hasonlósága. A két szinképben mindössze annyi az eltérés, hogy 285 m μ -nál, ahol a fenil-karbonil-fenilcsoportok tényleges konjugációja által eredményezett sávot várnánk, a benzofenon szinképében egy alig sejthető inflexió jelentkezik.

A sztérikus gátlás figyelembevételével ezek után megmagyarázható a XIV kettős sávot mutató szinképe /8.szinképábra/ is. A szinkép azért bonyolultabb most, mert itt nem mindegy, hogy a karbonil csoport a fenil csoporttal, vagy pedig a furil-csoporttal koplanáris-e és nem mindegy, hogy így a mezóméria a molekulá-
7-330

nak melyik részére terjed ki. A kettős sáv nagyobb hullámhosszuságu maximuma a furil-karbonil konjugált kromofór gerjesztésének felel meg, míg a rövidebb hullámhossznál lévő /250 m μ / a fenil-karbonil parciális kromofórhoz tartozik. Ezt a sávot számos szerző megtalálta olyan vegyületek spektrumában, amelyek benzoil-csoportot tartalmaznak, és ezért ezt a sávot joggal nevezhetjük benzoilsávnak. Az analógia alapján mondhatjuk tehát, hogy a XIV szinképében két sáv jelentkezik: a hosszabb hullámhossznál a furoil-sáv, a rövidebb hullámhossznál pedig a benzoil-sáv. Mindkét sáv a két alapvegyület /a benzaldehyd, ill. a furfurol/ sávjához képest kissé a hosszabb hullámhosszak felé tolódott el, amely eltolódás természetesen a másik csoport szubsztitúciós hatásának, illetve a két csoport kis mértékű egymásrahatásának a következménye. A kettős sáv furoil-gerjesztésnek megfelelő maximuma mintegy 15 m μ -nal van eltolódva a hosszabb hullámok felé, XIV sávjához képest. Ez az érték arra mutat, hogy a két gyűrűs szubsztituens között fellép egy igen gyenge konjugáció, de a kapcsolódás semmieset-
re sem lehet teljes a furoil és a fenilcsoport között, hiszen a konjugált láncnak egy fenilcsoporttal történő meghosszabbodása mintegy 25-30 m μ -os eltolódást okozna. A 15 m μ -os eltolódás mutatja azt is, hogy XIV-nél erősebb a karbonil-csoport két oldalán elhelyezkedő szubsztituensek egymásrahatása, mint a benzofenonnál. Erősebb a kölcsönhatás akkor lehet, ha kisebb a két gyűrű síkja által bezárt szög, s valóban az öttagu furilgyűrű kisebb vegyértékszögei a koplanaritást jobban megközelítő elhelyezkedést engednek meg. A benzofenonnál és XIV-nél jelentkező szterikus zavarást a 3. ábrán szemléltetem.

A megfelelő oxo vegyületek szinképének magyarázata után rátehrhetünk az oximok szinképvizsgálatára. A furfurol-oximok és a furil-alkil-ketoximok /4-7 szinképára/ szinképében egyetlen erős ultraibolya elnyelési sávot találunk, a 263-270 m μ hullámhosszterületen, majdnem ugyanott, mint az oxo-vegyületeknél. A karbonil-csoport önálló gerjesztésének megfelelő, hosszuhullámu, alacsony intenzitású sáv érthetően elmarad.

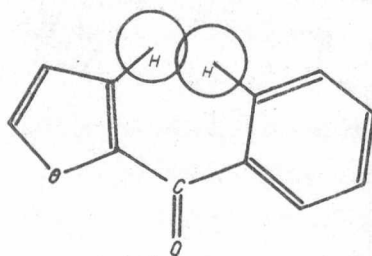
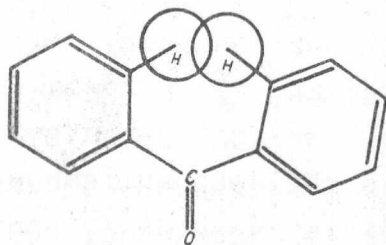
A I izomérek szinképének /4. és 12. szinképára/ II, ill. III-val /5, 13, ill. 6, 14. szinképára/ való egybevetése azt mutatja, hogy az aldehid-hidrogén alkil-gyökökkel való kicserélése nem okoz a vegyület spektrumában batokróom eltolódást. Ennek az a magyaráza-
7-330

ta, hogy a furil-C=N konjugációban az oldalirányú metilszubsztitúció nem segíti elő az elektronkölsönhatást, sőt lerontja azt. Ezzel szemben IV. szinképe /7. és 15. szinképábra/ arra mutat, hogy a dién-lánc végén történő metil-szubsztitúció a metilcsoport szokásos batokróom hatását idézi elő.

Ezen a helyen a metilcsoport hiperkonjugációs hatása erősíti a mezomériát. /Ugyanezt a jelenséget észleljük a vinilaldehideknél és ezek oximjainál is: a ω -helyzetet kivéve, a metilszubsztitúció nem okoz észrevehető hullámhosszeltolódást./

A furil-alkil-ketoximok oldal-láncának hosszabbítása nem okoz a szinképben változást, amint ezt II és III szinképe mutatja /5-6, ill. 13-14 szinképábra/. Elágazó szénláncu ketoximokkal jelen cikkemben nem foglalkoztam. El akartam ugyanis

kerülni az elágazó szénlánc sztérikus gátlás zavaró hatását, amelynek következtében a szinkép jelentős hipszokróom eltolódást mutat. E jelenség erős szinképmódosító hatásának másfél évtizeden át számos olyan kutató áldozatul esett, aki az oximcsoport szerkezetét spektroszkópiai módszerrel igyekezett tisztázni. Így pl. RAMART-LUCAS és munkatársai [37] sokáig azt feltételezték, hogy az oximcsoport csak azokban a vegyületekben C=N-OH szerkezetű, amelyekben primér, vagy szekundér szénatom mellett van; a terciér szénatom mellett elhelyezkedő oximcsoportnak $\text{C}-\text{NH}$ szerkezetet tulajdonítottak. Az oximok infravörös és RAMAN szinképének tanulmányozása [38] azonban bebizonyította, hogy valamennyi oxim szinképében megtalálható a C=N kötések vegyérték-és torziós rezgése, és így kiderült, hogy a terciér oximcsoportot tartalmazó vegyületek "áteresztő" szinképét a konjugációs kölcsönhatásnak az elágazó lánc sztérikus gátlóhatása miatt megszűnése okozza.

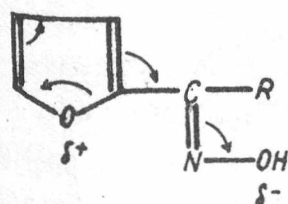


3. ábra
Sztérikus gátlás benzofenonnál és 2-furil-fenilketonnál

b/ Furil-oxim izomérek szinképe

Ezek után azt vizsgáljuk meg, hogy a furfuroloximnál és a furil-alkil-ketoximoknál miképpen jelentkezik a syn-anti izoméria az ultraibolya szinképekben.

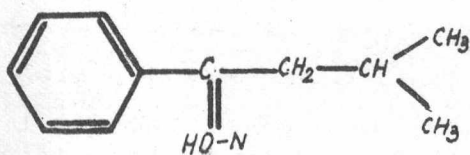
Az abszorpciós sávok intenzitását befolyásoló tényezők [39, 30] közül az átmeneti momentum vizsgálata alapján azt váránk, hogy az anti izomérnél valamivel intenzívebb sávot kapunk, mint a synnél. A gerjesztett állapot töltésmegoszlásának létrejöttében ugyanis az oxim-csoport hidroxil-oxigénje is résztvesz /4.ábra/.



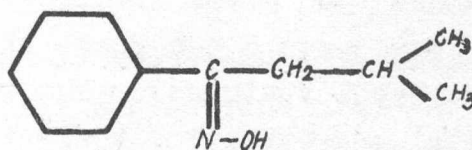
4.ábra

Az átmeneti momentumot determinálja az a távolság, amely a gerjesztett állapotban ellenkező előjelű parciális töltések között a térben kialakul. Az anti-származéknál nagyobb az ellenkező töltések szeparációja, tehát nagyobb az anti-izomér átmeneti momentuma. Az anti-izomérek elnyelési sávmaximumának eszerint intenzívebbnek és kissé hosszabb hullámhossznál kellene lennie.

A nagyobb átmeneti momentummal járó nagyobb sávintenzitást a fenil-alkil-ketoxim izomérek szinképével igazolhatjuk. KISSMANN és WILLIAMS [40] a syn- és anti-izobutirofenonoxim /XV-XVI/ szinképénél azt találták, hogy az anti-fenil izomér sávja hosszabb



XV



XVI

hullámhossznál van és a maximális elnyelési együttható értéke nagyobb, mint a syn-fenil izoméré. A többi fenil-alkil-ketoximnál /pl. acetofenonoxim, propiofenonoxim/ csak az egyik izomér ismert.

Az az elképzelés tehát, hogy az anti-fenil oximoknál várható a nagyobb elnyelési együttható, teljesen indokolt. Igazolja ezt a különböző oxim-izomérek disszociációs együtthatóinak mérése is [41]. Valamennyi anti-izomérnél nagyobb disszociációs együtthatót mértek, ami azok erősebb polarizálhatóságára mutat. A benzaldoxim nem illeszthető be a fenil-alkil-ketoximok sorozatába, mert rendellenes sajátságokat mutat. A syn és anti benzaldoxim

ultraibolya sávja λ_{\max} -ban mutat eltérést, úgy, hogy az anti-fenil izomér maximuma van a hosszabb hullámhossznál, azonban a két izomér ϵ_{\max} -a a kísérleti hibán belül azonos /9-10. szinképpábra/. Az izobutirofenonoxim izoméreknél tapasztalt intenzitáskülönbség alapján kimondhatjuk, hogy a fenil-alkil ketoximok anti-izomérjének sávja - a nagyobb átmeneti momentum következtében - intenzívebb, mint a syn-izoméréké. A jelenséget később, a V-izomerek szinképének magyarázatánál fogom felhasználni.

A négy általam vizsgált izomérpárnak, valamint a RAFFAUF [7] által felvett nitro-furfuroloximnak és acetátjának szinképi vizsgálata azt mutatja - jóllehet az anti-izomerek sávja valamivel a nagyobb hullámhosszaknál jelentkezik - hogy mindegyik vegyületpárnál a syn-furil izomérnek nagyobb az elnyelési együtthatója /12-15. szinképpábra/. Ez a megfigyelés már magában elegendő a különböző furiloximok konfigurációjának azonosításához. Ha azonban azt akarjuk megállapítani, hogy miért nagyobb a syn-furil izomerek elnyelési együtthatója, akkor további elméleti megfontolásokat kell tennünk, az előbbiek során ismerttetett jelenségek figyelembevételével.

Az oxim-izomerek sávintenzitásának különbözőségét önállóan egyik eddigi elmélettel sem lehet megmagyarázni. A sztérikus gátlásra BRAUDE [30] által kidolgozott hipotézissel nem magyarázható meg az, hogy éppen a syn-furil oximok elnyelési sávja nagyobb intenzitású, ahol pedig sztérikus gátlással számolhatunk. A konjugáció által megkövetelt síkhelyzet elvileg mindkét izomérnél kétféle módon jöhet létre. A STUART-BRIEGLER modellek vizsgálatánál azonban a következő eredmény adódik: sztérikus okok miatt a syn-furil izomérnél csak az a síkhelyzet lehetséges, amelyben a C=N-OH csoport a furilcsoport hetero oxigénje felé mutat, vagyis a syn-furil izomér egyetlen lehetséges síkkonformációjában a furilcsoport 2. és 3. szénatomjai közti kettőskötés a C=N kettőskötéssel s-transz állású, addig az anti-furil izomér két lehetséges síkkonformációjában ezek a kötések s-cisz, ill. s-transz állásúak. Az anti-furil izomér tényleges konformációját az energetikai viszonyok szabják meg. Mivel az s-cisz és s-transz konformációk között csak kis energiakülönbség van, az anti-furil izomér számottevő mennyiségben tartalmaz s-cisz konformációjú molekulát. A syn-furil izomérnél valamennyi molekula s-transz konformációba kény-

szerül, az s-cisz konformáció szterikus akadályoztatása miatt. A 2. ábra eredményvonallal feltüntetett görbéje mutatja, hogy a syn-furil izomérekben a C=N csoport s-cisz konformációja energetikailag mennyire kedvezőtlen. Ezért szinte valamennyi molekula s-transz konformációja. A 4. táblázatban feltüntettem a furfurool, furil-metil-ke-ton, a furfuroloxim, valamint a furil-alkil-ketoximok elnyelési maximumának hullámhosszát és moláris elnyelési együtthatóját. Valamennyi vegyületnél kivétel nélkül a syn-izomérnek nagyobb az elnyelési együtthatója.

4. Táblázat

A furfurool, 2-furil-metil-ke-ton, a furfuroloxim és a 2-furil-alkil-ketoxim izomérek elnyelési sávja

Vegyület		λ max	ϵ max
Furfurool		277	14400
2-furil-metil-ke-ton		270	14400
furfuroloxim	syn	265	18000
	anti	269	16300
2-furil-metil-ketoxim	syn	263	16500
	anti	265	14500
2-furil-etil-ketoxim	syn	263	15400
	anti	266	13900
/5-metil-2-/furil/-metil-ketoxim	syn	272	18600
	anti	273	15300

Az anti-izomér nagyobb átmeneti momentuma a furil-alkil-ketoximoknál is fennáll. Az elméleti megfontolás alapján tehát azt váránk, hogy az anti-furil izomérek sávja is intenzívebb lesz a syn-furil izomérek sávjánál. Az a kísérleti körülmény, hogy a syn-furil izomérek sávja mutat nagyobb intenzitást, még jobban kiemeli az s-cisz-s-transz konformáció okozta intenzitáscsökkenés nagyságát.

A következő izomérpár szinképének értelmezéséhez éppen az anti-fenil izoméreknek ezt a sajátosságát lehet felhasználni. A furil-fenil-ketoximok /V/ ugyanis kettős sávot adnak, és mindkét sávnál a syn-furil izomér mutat nagyobb elnyelési együtthatót /16. szinképábra/.

A két sáv létrejöttét az oxo-alapvegyület szinképéhez teljesen hasonlóan magyarázhatjuk: az első, hosszabb hullámhosszu sáv a furil-C=N konjugált kromofór gerjesztéséhez tartozik, a második

egy sajátos "benzoilszerű" sáv 250 mμ körül, amely a Ph-C=N parciális kromofór gerjesztésének tulajdonítható, és a két gyűrű 2., ill. 3. hidrogén atomjának térbeli akadályoztatása folytán lép fel. A nagyobb hullámhosszusú sávnál az intenzitásviszonyok olyanok, mint ahogyan a furfurolra és a furil-alkil-ketoximokra alkalmazott megfontolások alapján várjuk. A syn-furil izomérnek nagyobb az elnyelési együtthatója, mivel s-cisz sikkonformáció nem jöhet létre, és a molekula az s-transz konformáció síkbeli állapotát közelíti meg. A molekulák egy részében a C=N csoport a fenilgyűrűvel van konjugációban, azzal koplanáris. Az így adódó fenil- C=N konjugált kromofór elnyelési sávja az anti-fenil izomérnél lesz intenzívebb, s mivel ugyanezek a furil-csoportot tekintve syn-furil konfigurációjuk, így mindkét sáv elnyelési együtthatója nagyobb /5.táblázat/. Az intenzitáskülönbségek tehát egyirányúak, mivel így a "furoil"-sáv oldalában a syn-furil izomér szempontjából jelentkező hiperkrómiát erősíti az anti-fenil konfigurációt kísérő hiperkrómia a "benzoil"-sávban.

5. Táblázat

2-furil-fenil-ketoxim izomérek elnyelési sávjai

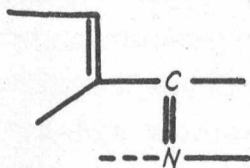
Izomér	"furoil"-sáv		"benzoil"-sáv	
	λ_{max}	ϵ_{max}	λ_{max}	ϵ_{max}
syn-furil	270	14300	238	12100
anti-furil	272	12250	240	10300

Korábbi sávhozzárendeléselem szempontjából igen figyelemreméltó az, hogy a V-izoméreknél /9.szinképára/ mindkét sáv a rövidebb hullámhosszak felé húzódik vissza, a XIV megfelelő sávjához képest /8.szinképára/. Analóg ez azzal a változással, amit a benzofenonoxim spektruma mutat a benzofenonéhoz képest. A karbonil csoportnak oxim csoporttal való helyettesítése megnöveli a két gyűrű koplanaritásának szterikus akadályoztatását, ugyanis az oxocsoport vegyértékszöge valamivel nagyobb, mint a C=N-OH csoport megfelelő szöge, s ezáltal az oximokban a két gyűrű közelebb kerül egymáshoz, mint a ketonokban. Ez okozza azt, hogy a két gyűrű jobban kifordul a közös síkból.

c/ Benzofuril-oxim izomérek szinképe

Ezután rátérek a benzofuril-metil-ketoxim /VI/ és a benzofuril-fenil-ketoxim /VII/ szinképének értelmezésére és az izoméria szinképi megnyilvánulásának módjára, illetőleg magyarázatára.

A benzofuril-metil-ke-ton /XVII/ szinképében /17. szinképábra/ két sávot találunk. A nagyobb hullámhosszuságú, széles, intenzív sáv a teljes benzofuril-karbonil konjugált rendszer gerjesztésének felel meg; valószínűleg még az önálló karbonil-sávot is magába foglalja. Ellentétben a benzofurán /kumaron/ szinképével /18.szinképábra/, a XVII szinképe nem mutat rezgési szerkezetet. Érthető is ez, hiszen a legtöbb karbonil-csoportot tartalmazó vegyület szinképében eltűnik a rezgési szerkezet. A rövidebb hullámhosszuságú sáv / $\lambda_{\max} = 226 \text{ m}\mu$ / valószínűleg a két kettőskötést tartalmazó parciális kromofór gerjesztéséhez tartozik. A sáv maximumának hullámhossza ugyan $9 \text{ m}\mu$ -nál nagyobb, mint a krotonaldehid sávja, de a különbség a többi molekulaalkatrész szubsztitúciós hatásával bőven magyarázható.



A megfelelő VI-oximnál ugyanezt a két sávot találjuk /19.20.szinképábra/. i

széles, intenzív sáv újra rezgési szerkezetet mutat. A rezgési szerkezet erősebb ugyan a syn-benzofuril izomérnél, de jól felismerhető különbség nincsen a két izomér hosszuhullámu sávjában. Az egész konjugált rendszer tulságosan nagy ahhoz, hogy az oxim csoport hidroxiljének térállása döntő befolyással legyen gerjesztésére.

Az izomérek rövidebb hullámhosszuságú sávjai között már nagyobb a különbség. Ez a sáv csak két konjugált kettőskötés gerjesztése révén áll elő, és itt már élesen megmutatkozik az izoméria. A syn-benzofuril izomérnek, amelynek rész-szerkezete teljesen azonos a syn-furil-II megfelelő rész-szerkezetével, a moláris elnyelési együtthatója jóval nagyobb, mint az anti-benzofuril izoméré. Amíg azonban II-izoméreknél a három konjugált kettőskötésből álló kromofórnak megfelelő hullámhossznál jelentkezett a különbség /262,5 $\text{m}\mu$ /, addig ez a VI-nál $230 \text{ m}\mu$ -nál észlelhető. Az intenzitásban mutatkozó különbségeket teljesen azonos okokra vezethetjük vissza, mint a furil-alkil-ketoximoknál: a syn-benzofuril izomérnél szterikus akadályozott s-cisz konformációval magyarázzuk a megfelelő sáv nagyobb elnyelését.

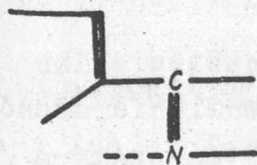
A VI-izomérek 230 m μ -nál lévő sávjánál a furil-alkil-ketoximokéval szemben két jelenséget figyelhetünk meg: 1. A sávok abszolút intenzitása kisebb, mint a megfelelő furil-izoméréké, 2. Az anti-benzofuril izomér elnyelési együtthatója a syn-izoméréhez viszonyítva jóval kisebb, mint a megfelelő anti-furil és syn-furil izoméreknél.

Az első megfigyelést teljesen indokoltta teszi az a tény, hogy a két konjugált kettőskötésből álló kromofór elnyelési együtthatója általában kisebb, mint a három konjugált kettőskötésből állóé. /A krotonaldehid ϵ_{\max} -ja pl. 16,000, míg a szorbaldehidé 27,000./ Ezenkívül a sáv itt egy parciális kromofór gerjesztésének a következménye, s ezek intenzitása általában nem szokta elérni az önálló kromofórokét.

A második ponttal kapcsolatban megjegyzendő, hogy a syn-izomér viszonylag nagyobb intenzitását magyarázhatjuk azzal is, hogy az anti-izomérnél aránylag megengedettebb az s-cisz-konformáció, mint a furil-oximok anti-izomérjeiben. Helyesebb elgondolás azonban az, hogy az átmeneti momentum szempontjából majdnem mindegy, hogy melyik izomér gerjesztéséről van szó. A syn-benzofuril izomérnél ugyanis nem számolhatunk s-cisz konformációbeli gerjesztéssel, csak s-transszal, itt pedig a töltések szeparálódásának távolsága majdnem azonos azokkal, amelyek az anti-izomér tetszőleges konformációjának gerjesztett állapotában mutatkoznak. Az átmeneti momentumok közelítő egyezése miatt a benzofurilketoximoknál az s-cisz-s-transz konformációbeli gerjesztések különbözősége erősebben kihangsúlyozódik.

A VII-izomérek spektrumát V és VI vegyületek szinképének elemzése után most már könnyű értelmezni. Az oxo-alapvegyület /benzofuril-fenil-keton/ XVIII spektrumában /21. szinképára/ három sáv található. A legnagyobb hullámhosszusú sáv mintegy 18 m μ -nál tolódott el a benzofuril-metil-keton sávjához képest. A metilcsoport fenilre való kicserélésének jóval nagyobb batokrómi hatást kellene eredményeznie, csak hogy itt is közrejátszik a két gyűrű szterikus gátlása. Ennél még nagyobb mértékű a szterikus hatás az oximnál /22. szinképára/, ahol a hosszuhullámu sáv csak 4 m μ -nál tolódik a látható felé. Az oxovegyületnél tehát itt sincs olyan erős szterikus gátlás, mint az oximnál, éppugy, ahogy azt XIV-nél, ill. V-nél láttuk, 265 m μ -nál inflexió mutatkozik: a gyenge szte-

rikus gátlás folytán itt is megjelenik tehát a benzoil sáv, amely a gyenge kölcsönhatás /és a sávok szuperpozíciója/ folytán a látható felé tolódott, s inflexióvá torzult.



Végül a harmadik sáv 228 mμ -nál található, teljesen a XVII spektrumában található rövidhullámhosszúságú sávval azonos helyen. A hozzárendelés itt is teljesen azonos: ez a sáv is a részleges kromofór gerjesztéséhez tartozik.

A VII-izomérek szinképéről /23.szinképábra/ ugyanazt állapítjuk meg, mint a VI-éról: a hosszuhullámu sávnál nem tudunk lényeges különbséget találni a két izomér fényelnyelése között. A lényeges különbség a 220-258 mμ közötti szinképterületen látható. Ezen a területen a syn-benzofuril izomér görbéje végig az anti izomér görbéje felett halad. A VI-izomérek szinképével történő összehasonlításakor azt látjuk, hogy míg a metil-ketoximok izobesztikus pontja 244 mμ -nál van, addig a fenil-ketoxim izomérek-nél ez 258 mμ -ra tolódott el. Ennek oka, hogy itt már nemcsak a C=C-C=N-OH parciális kromofórnak megfelelő harmadik maximumnál mutatkozik meg a syn-benzofuril izomér hiperkrómossága, hanem a fenil-C=N parciális kromofórnak megfelelő második sávnál az anti-fenil hatás is hozzáadódik.

d/ Részrtvehet-e belső hidrogén-kötés a szinképek kialakításában

A syn-furil, ill. syn-benzofuril izoméreknél fel lehetne tételezni, hogy az oximcsoport hidrogénje a furilgyűrű oxigénjéhez hidrogénkötéssel kapcsolódik, s ezért kényszerülnek a syn-izomérek s-transz konformációba. Tehát, hogy a sztérikus gátlás mellett, vagy ettől függetlenül, hidrogénhid okozza az s-transz konformációt. E kérdés tisztázását igen fontosnak találtam, s a következőket állapítottam meg. Krioszkópikus módszerrel mértem a molekulaasszociáció mértékét benzolos oldatban. A mérések szerint mindkét izomér egyaránt 1,81 molsulynak megfelelő asszociációt mutat. Nem valószínű, hogy az anti-furil izomérben pontosan anynyi molekula legyen asszociálatlan állapotban, mint ahány syn-furil molekula belső hidrogénkötést képez.

Egy másik megfigyelés, amely a belső hidrogénhid keletkezése ellen szól, az hogy - a STUART-BRIEGLER modellek szerint - a syn-furil izomér teljesen planáris s-transz konformációja esetén nem megfelelőek a vegyértékszögek hatos, síkbeli kelátgyűrű kialakításához.

A harmadik körülmény, amely a belső hidrogénkötés ellen szól az, hogy RAMIREZ és KIRBY [9] olyan dinitrofenil-hidrazonoknál, amelyek konfigurációja megfelelő a hidrogénkötés számára /az N-NH csoport az α -metoxi szubsztituens felé néz/, 15-20 m μ nagyságrendű batokrómtolódást észleltek, amelyet hidrogénkötésnek tulajdonítottak. Ezzel szemben a syn-furil, ill. syn-benzofuril izomerekénél nem észlelünk batokrómtolódást.

Végül ellene szól a belső hidrogénkötés keletkezésének az is, hogy a furilgyűrű oxigénje, a mezomér elektroneltolódás során, parciális pozitív töltést nyer. Nem valószínű tehát a hidrogénhid keletkezése, mert abban rendszerint erősen elektronegatív elemek vesznek részt.

Végezetül köszönetet mondok Láng László osztályvezetőnek, aki a témára a figyelmemet felhívta, munkámat állandóan figyelemmel kísérte és szaktanácsaival támogatta.

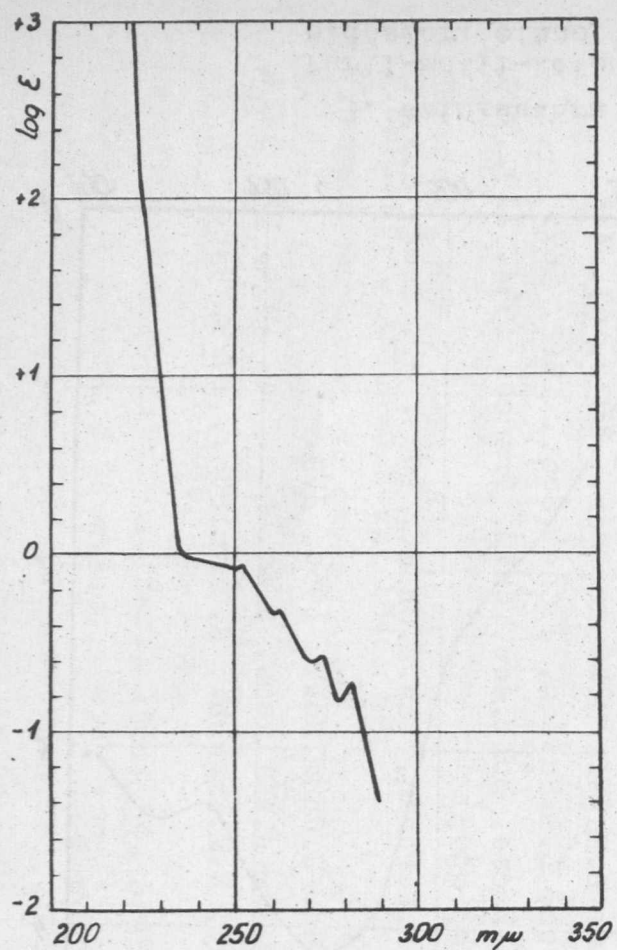
Idézett irodalom

- [1] Trummer István, KFKI Közlemények, 5, /1957/, 1 sz.
- [2] A.Hantzsch, A.Werner, Ber., 1890, 23, 11.
- [3] F.J.Wilson, I.M.Heilbron, J.Chem.Soc., 1913, 103, 377.
- [4] M.Bruzeau, Ann.chim., 1934, /11/ 1, 157.
- [5] O.L.Brady, H.J.Grayson, J.Chem.Soc., 1933, 1037.
- [6] A.Hantzsch, Ber., 1910, 43, 1651.
- [7] R.F.Raffauf, J.Am.Chem.Soc., 1946, 68, 1765.
- [8] N.V.Hromov-Boriszov, Zs.Obscs. Himii, 1955, 25, 136.
- [9] F.Ramirez, A.F.Kirby, J.Am.Chem.Soc., 1954, 76, 1037.
- [10] H.Goldschmidt, Ber., 1883, 16, 2176.
- [11] E.Odernheimer, Ber., 1883, 16, 2988.
- [12] J.Meisenheimer, K.Weibezahn, Ber., 1921, 54, 3195.
- [13] O.L.Brady, G.Bishop, J.Chem.Soc., 1925, 127, 1357.
- [14] L.Vargha, J.Ramonzai, P.Bite, J.Am.Chem.Soc., 1948, 70, 371.
- [15] L.Vargha, J.Ramonzai, J.Báthory, J.Am.Chem.Soc., 1949, 71, 2652.
- [16] L.Vargha, F.Gönczy, J.Am.Chem.Soc., 1950, 72, 2738.
- [17] E.C.Hughes, J.R.Johnson, J.Am.Chem.Soc., 1931, 53, 737.

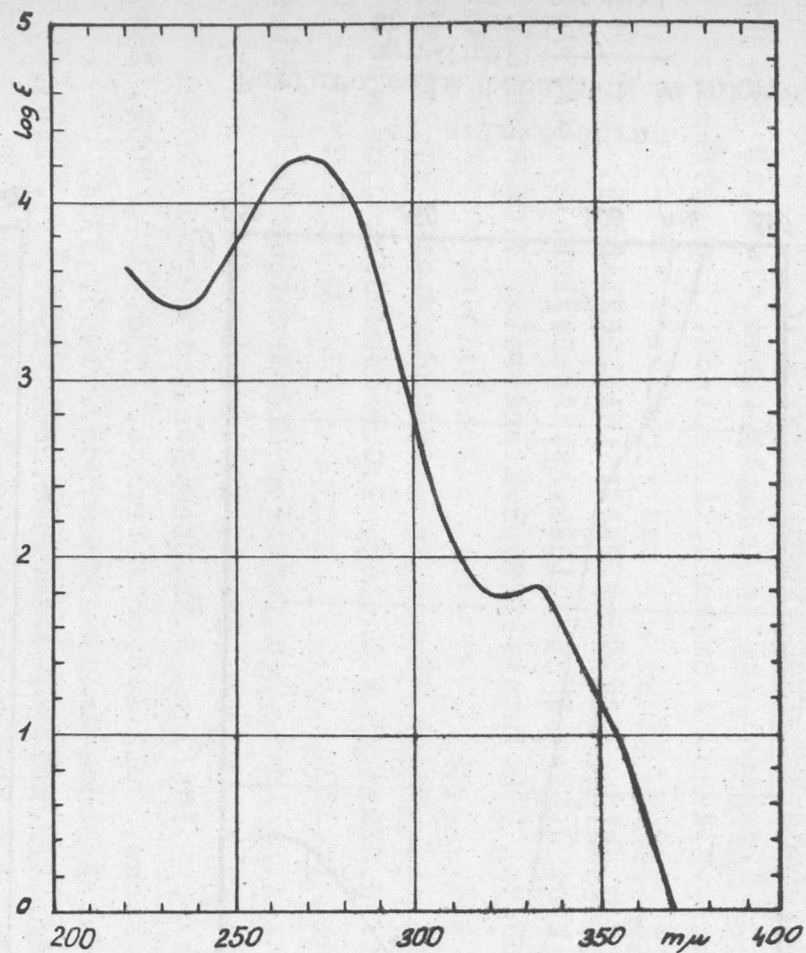
- [18] S.Menczel, Z.phys.Chem., 1926, A 125, 161.
- [19] E.A.Braude, Annu.Rep.Progr.Chem. 1945, 42, 105.
- [20] G.B.Bonino, R.Manzoni-Ansidei, Z.phys.Chem. 1934, B 25, 327.
- [21] K.W.Hausser, R.Kuhn, A.Smakula, A.Deutsch, Z.phys.Chem. 1935, B 29, 398.
- [22] R.Adams, M.H.Gold, J.Am.Chem.Soc., 1940, 62, 2038.
- [23] R.S.Mulliken, J.Chem.Phys., 1939, 7, 14, 20, 121, 339, 364, 570.
- [24] R.S.Rasmussen, D.D.Tumnicliff, R.R.Brattain, J.Chem.Phys., 1943, 9, 432.
- [25] T.M.Sugden, A.D.Walsh, Trans.Faraday Soc., 1945, 41, 76.
- [26] J.G.Aston, G.Szász, H.W.Wooley, F.G.Brickwedde, J.Chem. Phys. 1946, 14, 67.
- [27] B.Pullman, A.Pullman, Les théories électronique de la chimie organique. Masson et Co. Paris, 1952, 351-355 1.
- [28] V.Schomaker, L.Pauling, J.Am.Chem.Soc., 1939, 61, 1769.
- [29] P.Ramart-Lucas, Bull.soc.chim.France, 1950, 317, 1952, 259.
- [30] E.A.Braude, F.Sondheimer, J.Chem.Soc., 1955, 3754.
- [31] R.B.Turner, D.M.Voitte, J.Am.Chem.Soc., 1951, 73, 1403.
- [32] E.A.Braude, C.J.Timmons, J.Chem.Soc., 1955, 3766.
- [33] K.W.Hausser, R.Kuhn, A.Smakula, K.H.Kreuchen, Z.phys.Chem., 1935, B 29, 363.
- [34] R.N.Jones, J.Am.Chem.Soc., 1945, 67, 2127.
- [35] E.Bergman, L.Engel, H.Mayer, Ber., 1932, 65, 446.
- [36] G.E.Coates, L.E.Sutton, J.Chem.Soc., 1942, 567.
- [37] P.Ramart-Lucas, Bull.soc.,chim. France, 1934, 119, 719, 1938, 848, 987.
- [38] A.Palm, H.Werbein, Can.J.Chem., 1953, 31, 1004; C.A. 1954, 48, 1810.
- [39] E.A.Braude, J.Chem.Soc., 1950, 379.
- [40] H.M.Kissman, J.Williams, J.Am.Chem.Soc. 1950, 72, 5323.
- [41] O.L.Brady, N.M.Chokshi, J.Chem.Soc., 1929, 946.

Érkezett 1957.ápr.2.

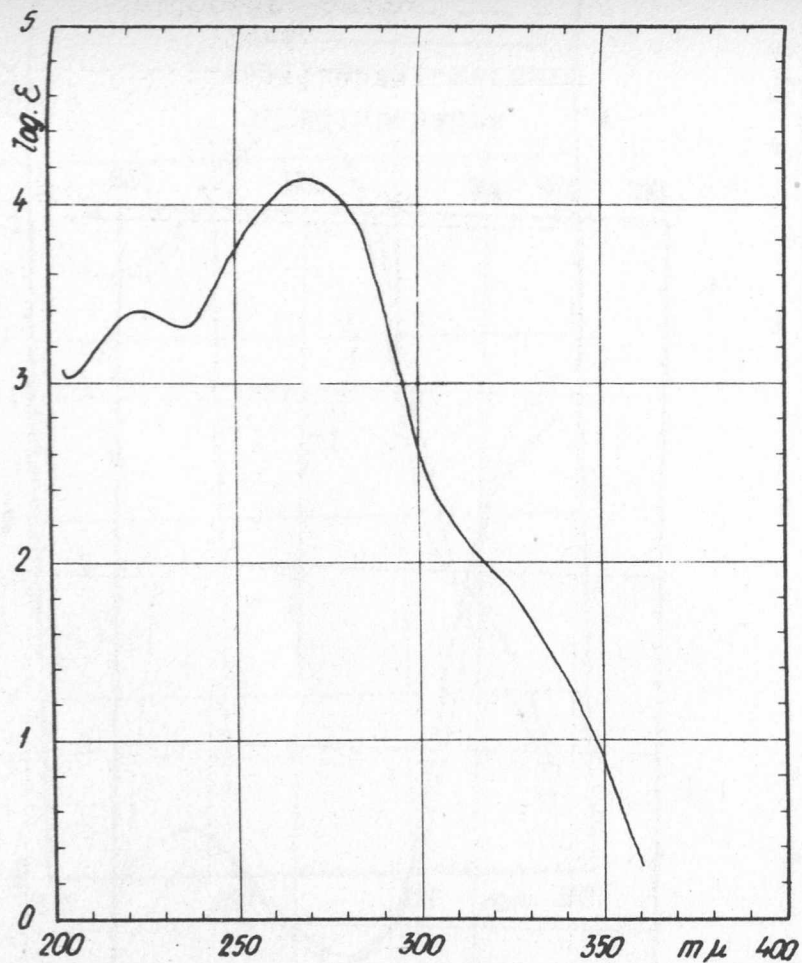
KFKI Közlemények 5. évf. 2.szám, 1957.



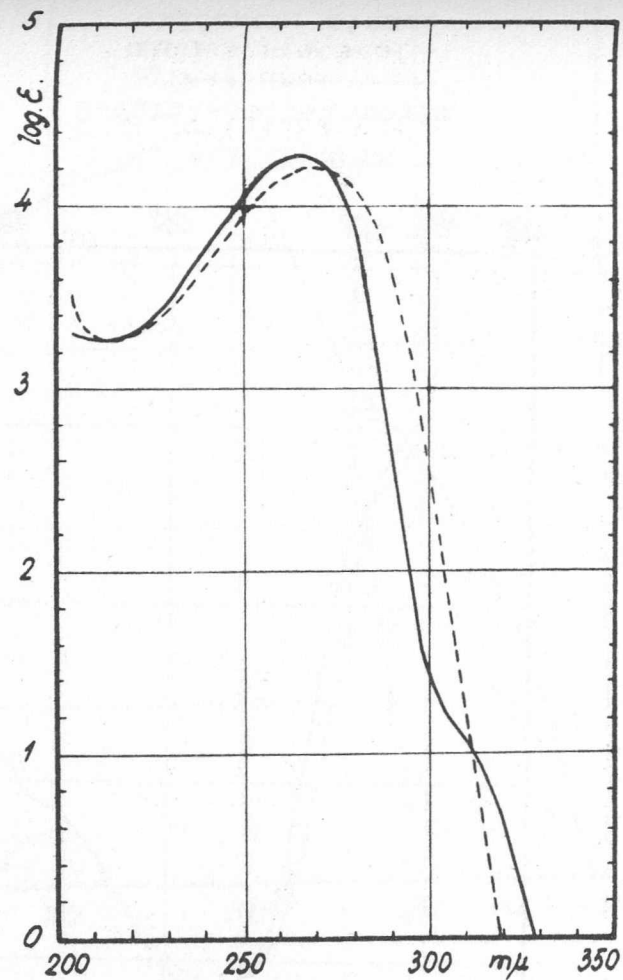
1. szinképábra
Furán
oldószer: hexán
/18/ alapján



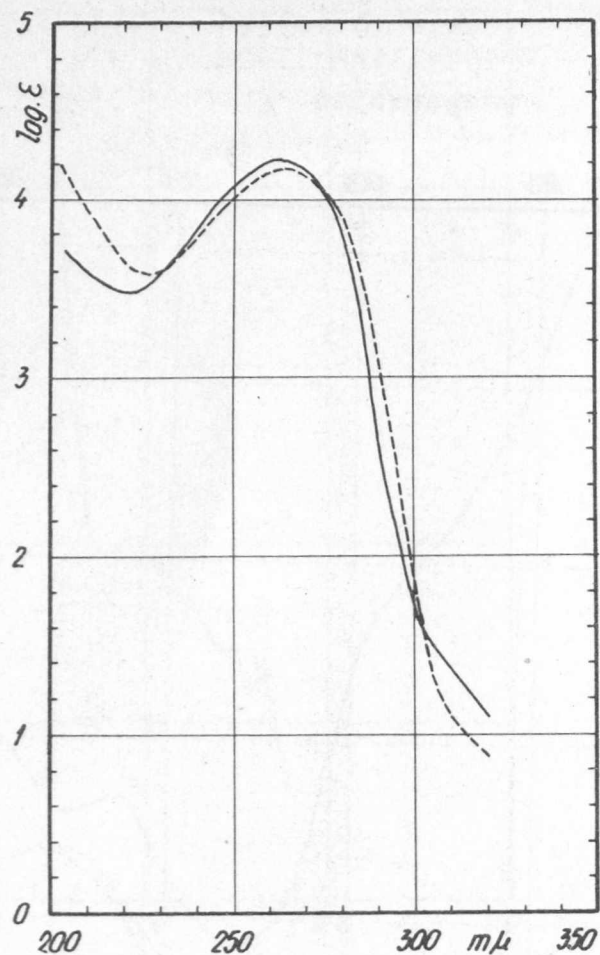
2. szinképábra:
Furfurol
oldószer: etanol



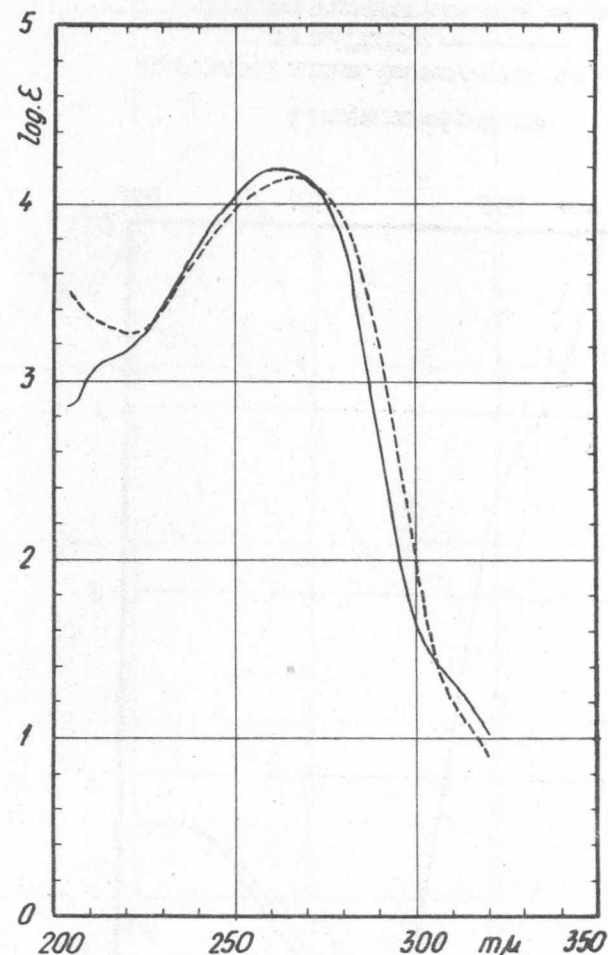
3. szinképábra
Furil-metil-ke-ton
oldószer: etanol



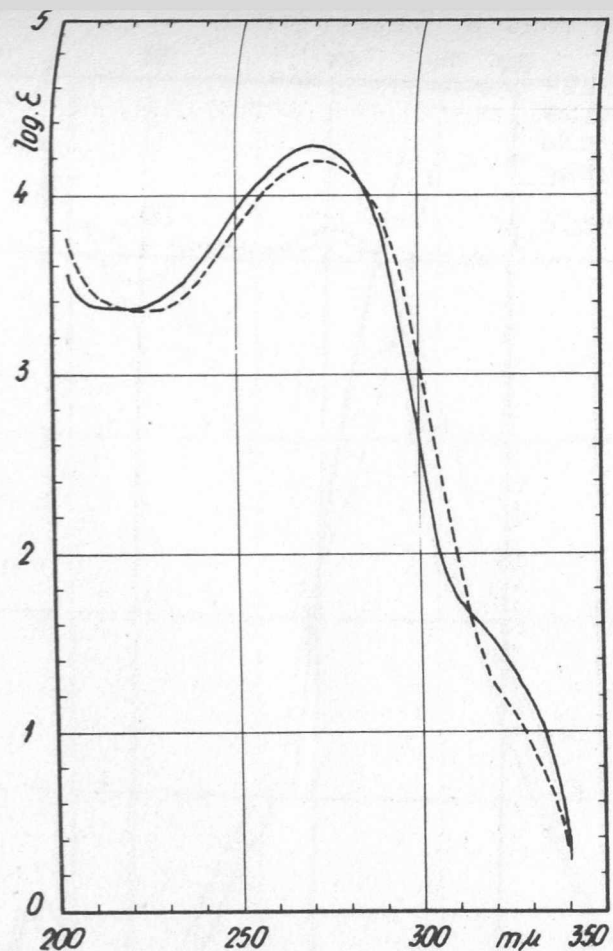
4. szinképábra
Furfuroloxim izomérek szinképe
syn-furil ———
anti-furil - - -
oldószer: etanol



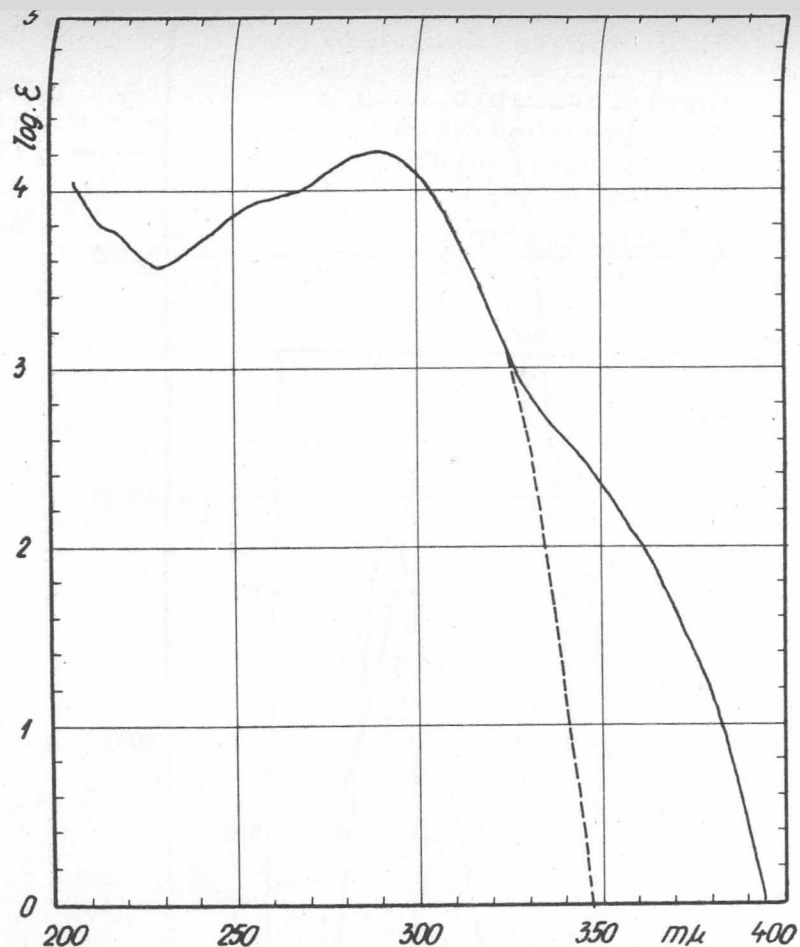
5. szinképábra
 2-furil-metil-ketoxim
 syn —————
 anti - - - - -
 oldószer: etanol



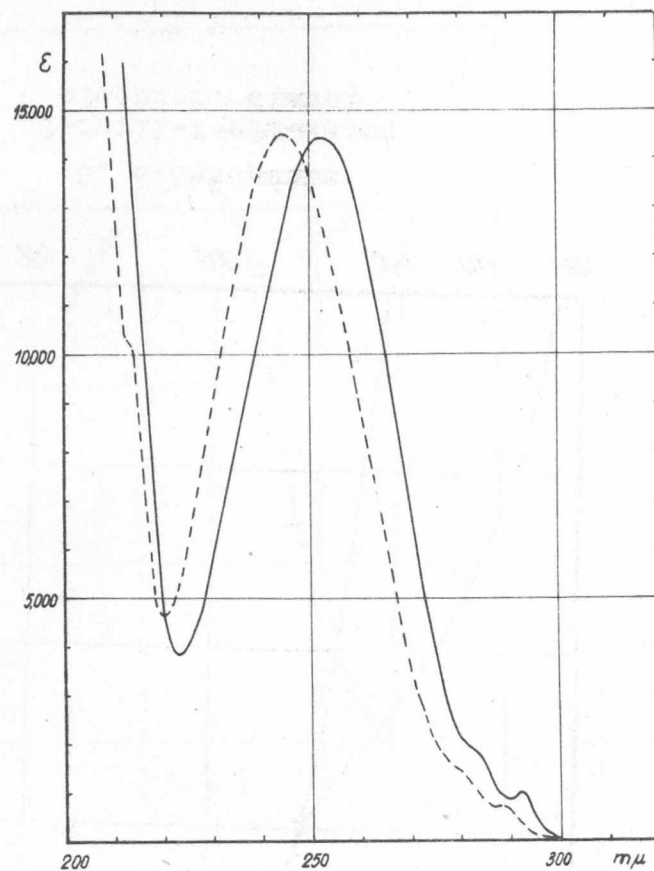
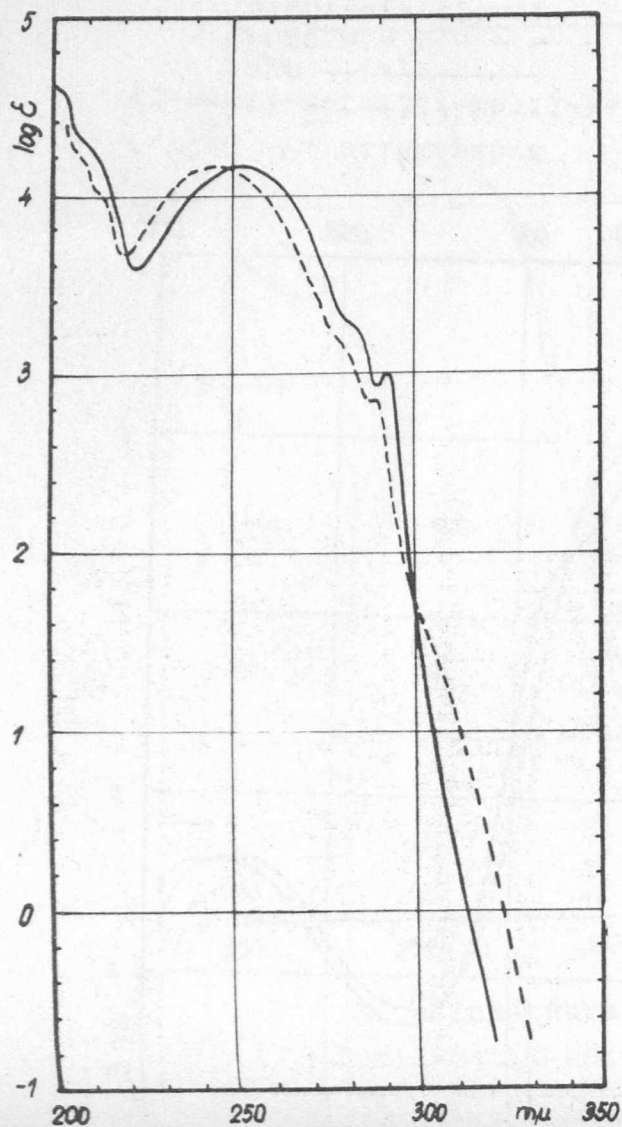
6. szinképábra
 2-furil-etil-ketoxim
 syn —————
 anti - - - - -
 oldószer: etanol

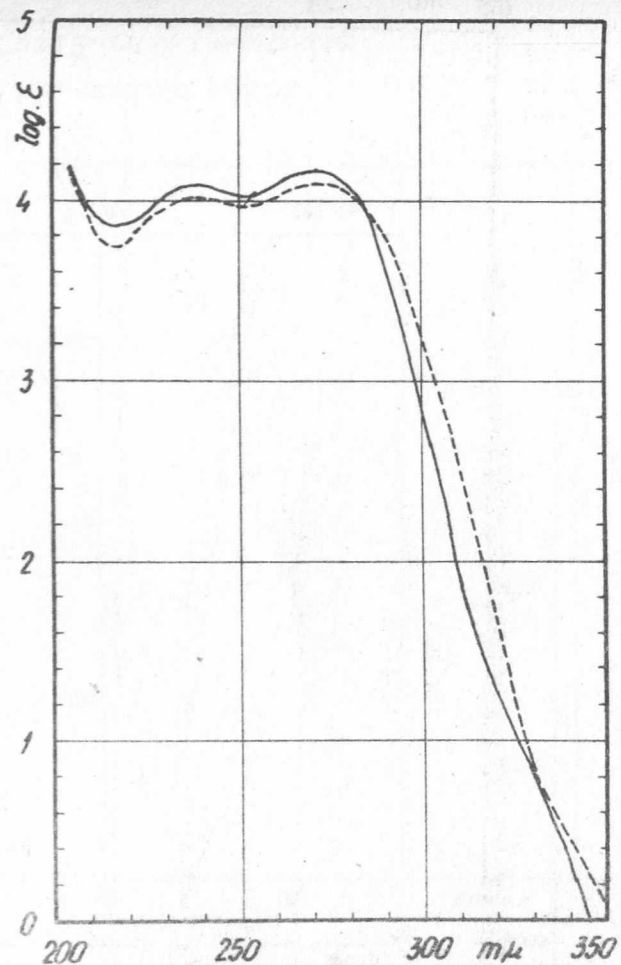


7. szinképára
 /5-metil-2-furil/-metil-ketoxim
 syn —————
 anti - - - - -
 oldószer: etanol

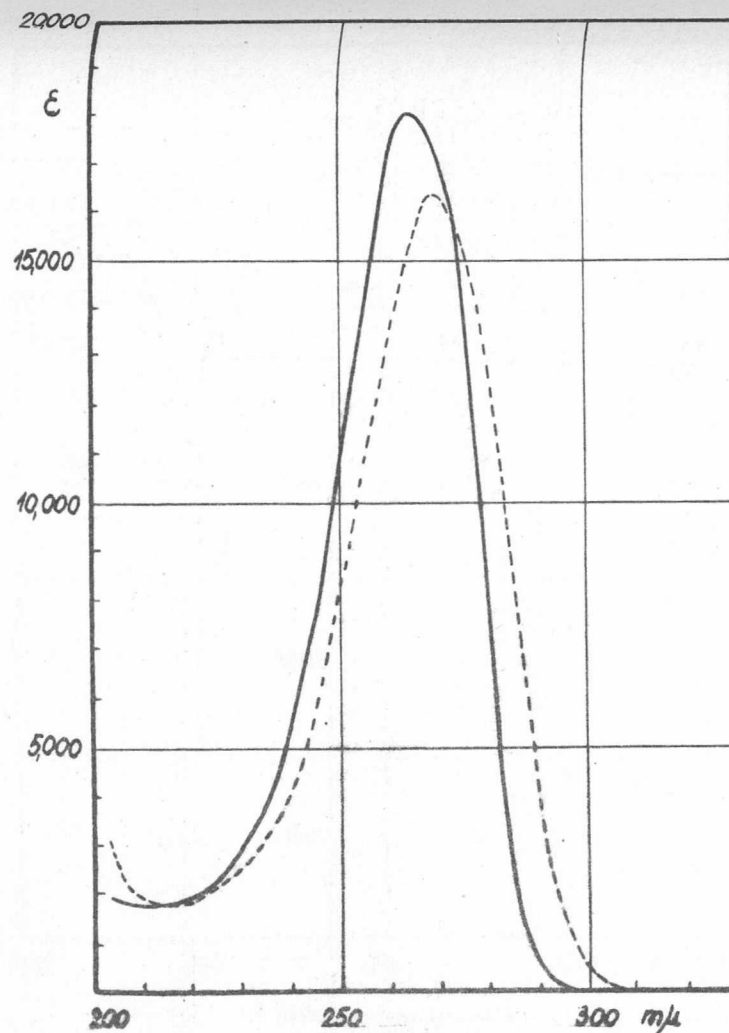


8. szinképára
 2-furil-fenil-keton
 oldószer: etanol

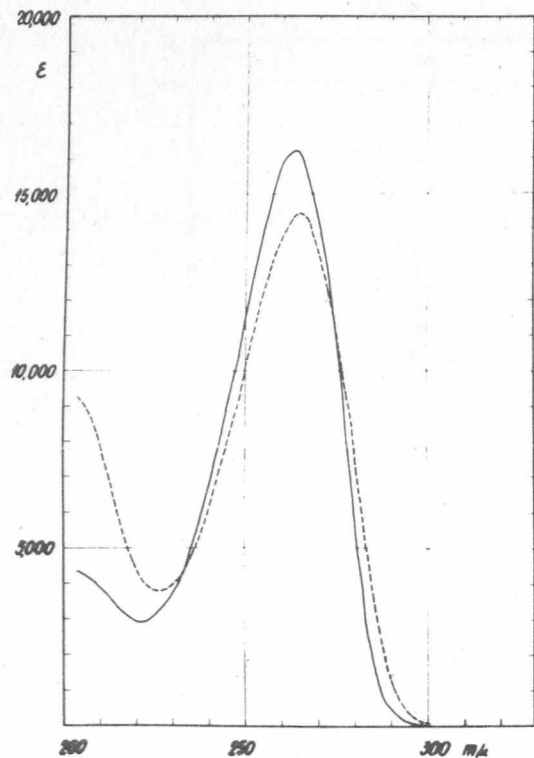




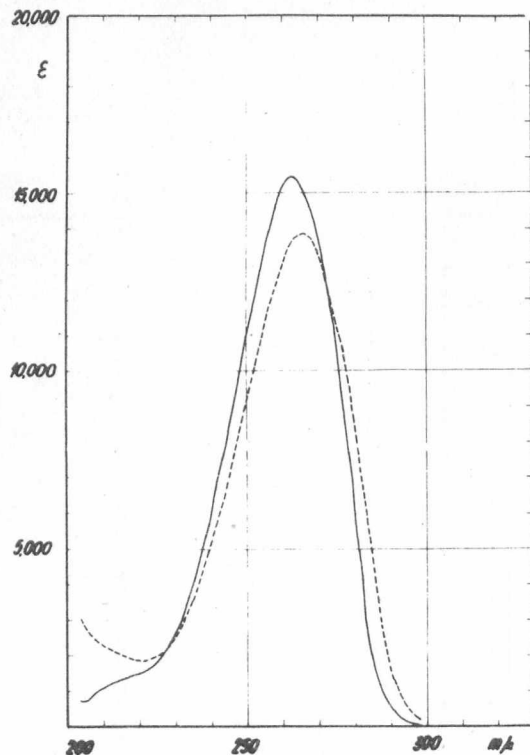
11. szinképára
2-furil-fenil-ketoxim
syn-furil ———
anti-furil - - -
oldószer: etanol



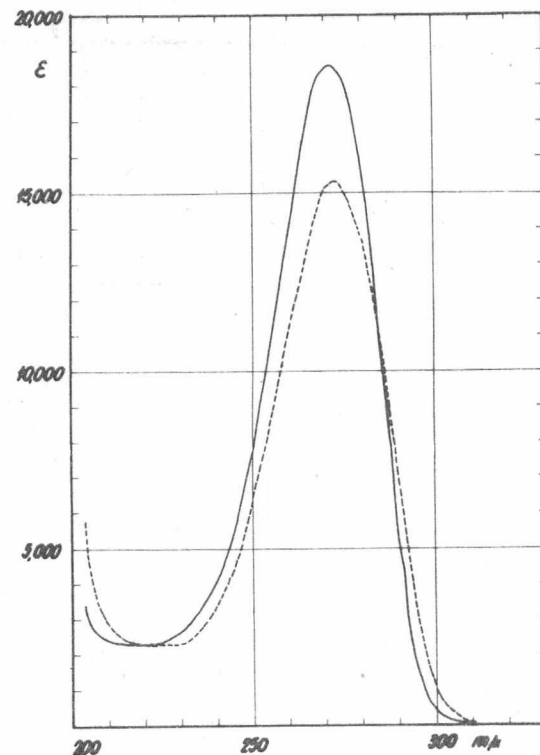
12. szinképára
Furfuroloxim
syn-furil ———
anti-furil - - -
oldószer: etanol



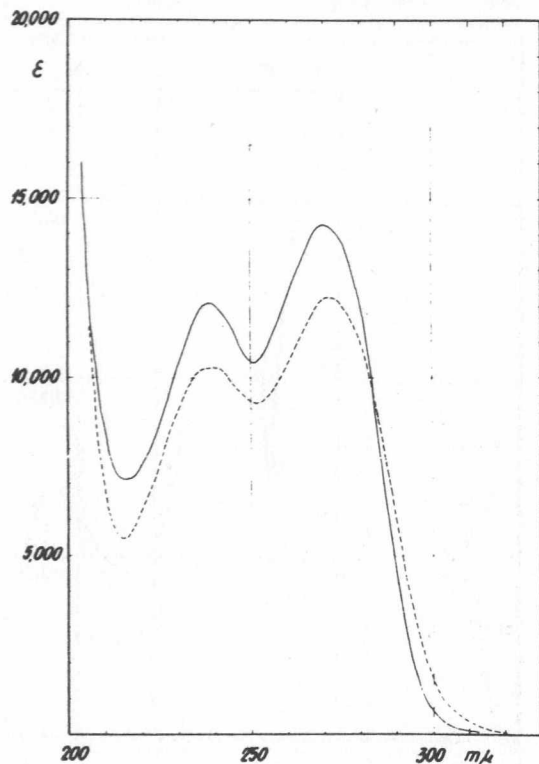
13. szinképára
2-furil-metil-ketoxim
syn —————
anti - - - - -
oldószer: etanol



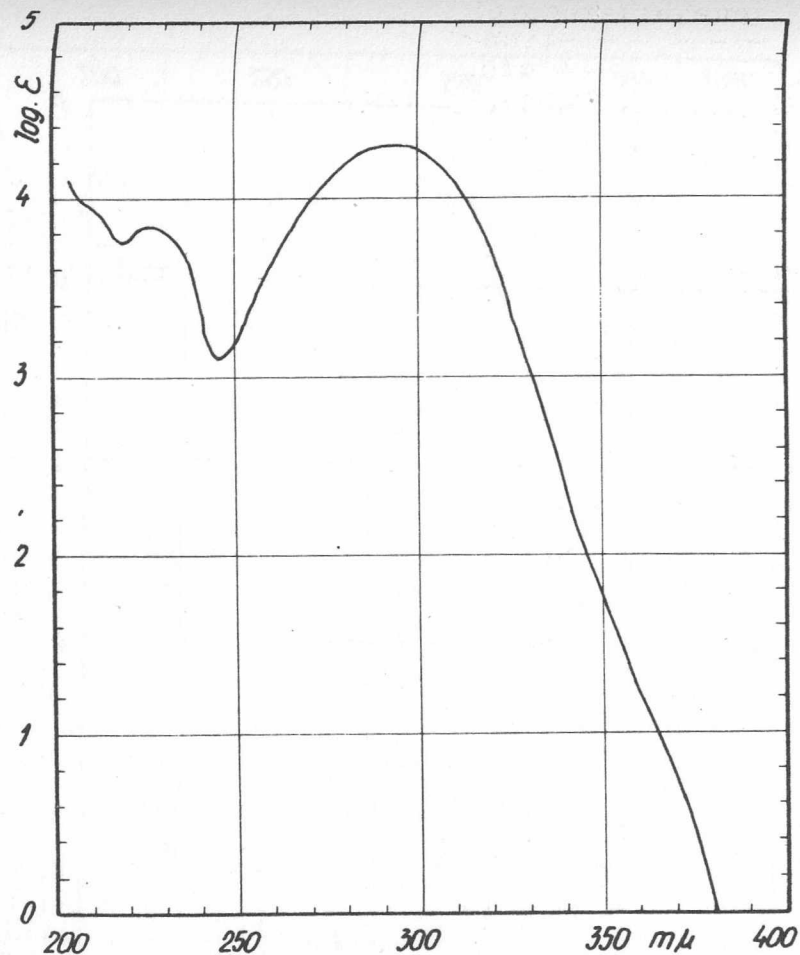
14. szinképára
2-furil-etil-ketoxim
syn —————
anti - - - - -
oldószer: etanol



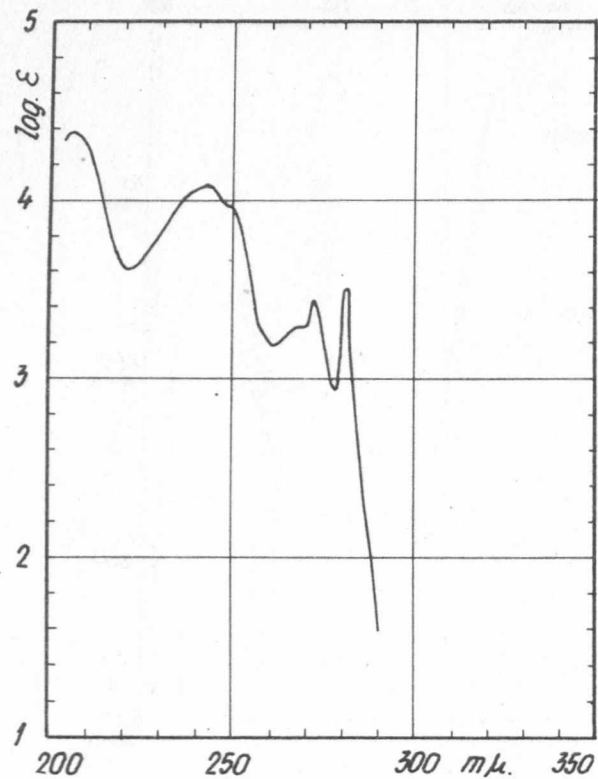
15. szinképára
/5metil-2-furil/-metil-ketoxim
syn —————
anti - - - - -
oldószer: etanol



16. szinképára
 2-furyl-fenil-ketoxim
 syn-furyl ———
 anti-furyl - - -
 oldószer:etanol

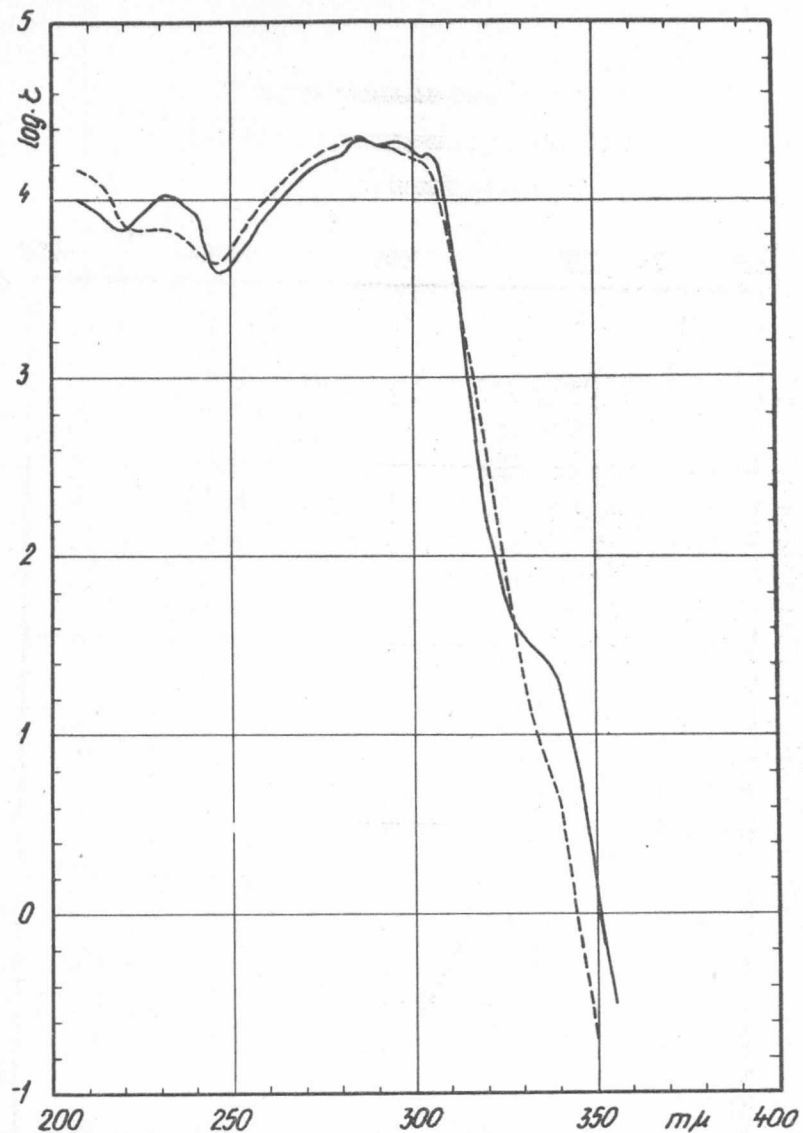


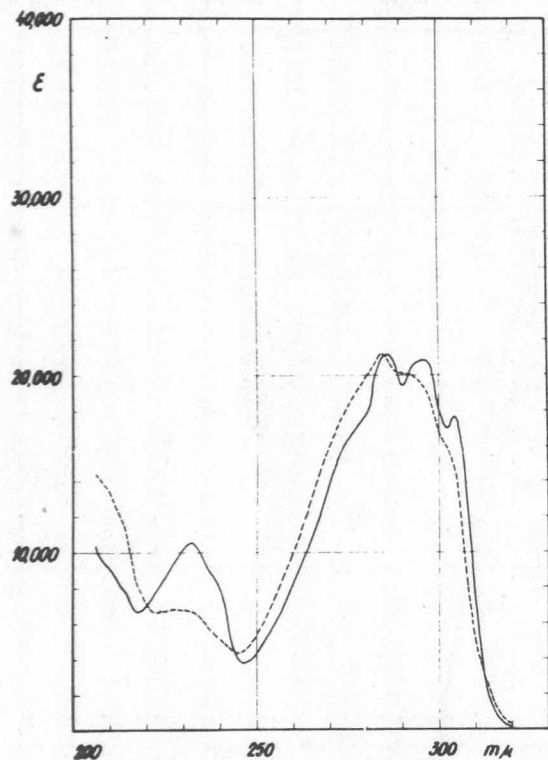
17. szinképára
 2-benzofuryl-metil-keton
 oldószer:etanol



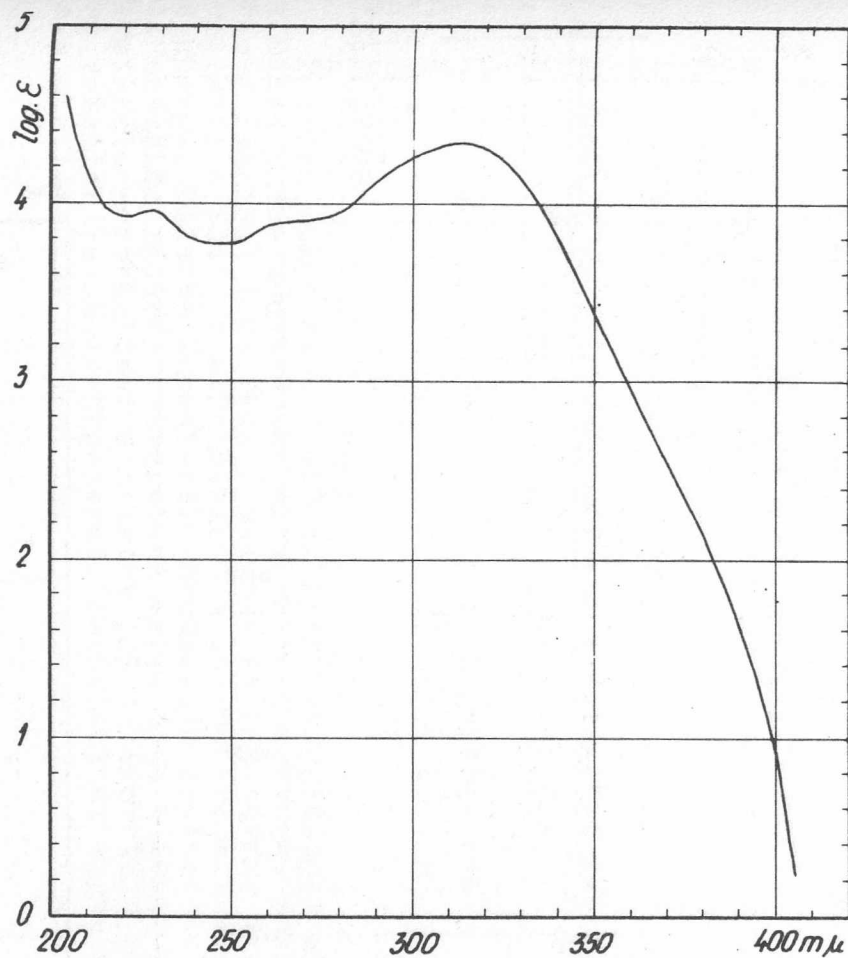
18. szinképbára
benzofurán /kumaron/
oldószer:etanol
/Kiss Á.István felvétele/

19. szinképbára
2-benzofuril-metil-ketoxim
syn —————
anti- - - - -
oldószer:etanol

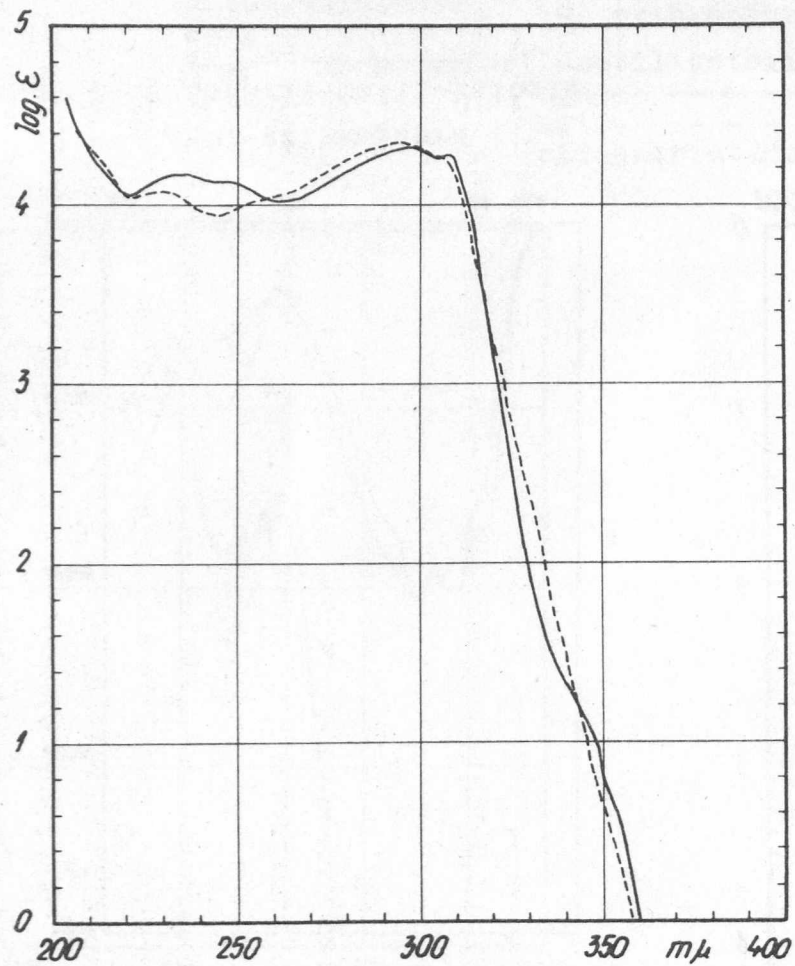




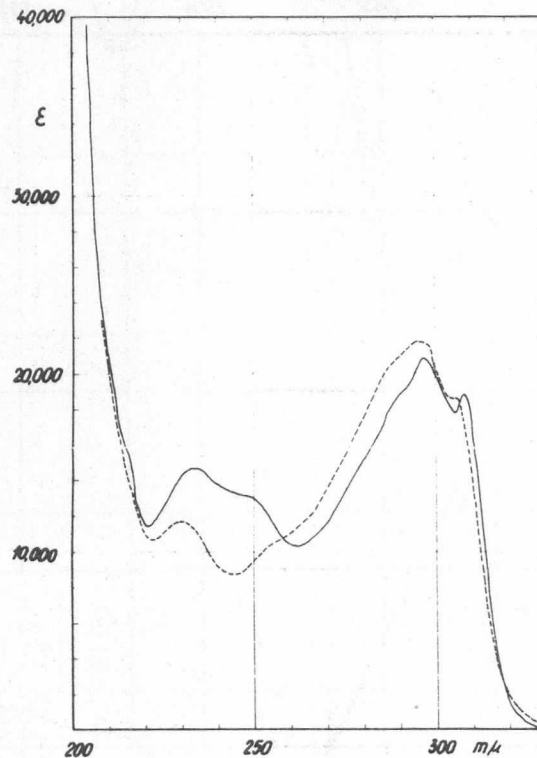
20. szinképára
 2-benzofuril-metil-ketoxim
 syn —————
 anti- - - - -
 oldószer:etanol



21. szinképára
 2-benzofuril-tenil-ke-ton
 oldószer:etanol



22. szinképábra
2-benzofuril-fenil-ketoxim
syn —————
anti- - - - -
oldószer: etanol



23. szinképábra
2-benzofuril-fenil-ketoxim
syn —————
anti- - - - -
oldószer: etanol

A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: JÁNOSSY LAJOS

A maximális valószínűség módszer alkalmazása jet-ek primér energiájának a meghatározására

Írta: Bozóki György és Gombosi Éva

Összefoglalás

A jelen dolgozat a "jet"-ek primérenergiájának meghatározására Dilworth és munkatársai által kidolgozott ún. maximális valószínűség /maximal likelihood/ módszerhez fűz néhány megjegyzést. Kiterjeszti a módszer alkalmazását a szekundérrészecskéknél a Heisenberg-, illetve Landau-féle mezonkeltési elméletek által megadott szögeloszlására, tekintettel arra, hogy a fenti szerzők csak a Fermi-féle mezonkeltési elméletet jól interpretáló szögeloszlásokra vezettek le összefüggéseket. Ezenkívül az egyes esetekre megadja a statisztikus hibákat is.

Bevezetés

A mai elméleti és kísérleti magfizika legfontosabb kérdései közé tartozik az igen nagyenergiájú / $E \geq 10^{11} \text{ eV}$ / magkölcshatásoknál a mezonok /főleg π -mezonok/ keltésének problémája. Mivel még nincsenek olyan mesterséges részecskeforrások, melyek 10^{11} eV -nál nagyobb energiájú részecskéket elő tudnának állítani, a mezonkeltés kísérleti tanulmányozása ebben az energiatartományban csak a kozmikus sugárzás segítségével történik. A legtöbb kísérletet erre vonatkozóan magemulzióval végzik, mert ez igen nagy magasságokra / $\sim 30 \text{ km}$ / aránylag könnyen feljuttatható és lehetővé teszi az események részleteinek közvetlen vizsgálatát. Ugyanis ha egy az atmoszféra felsőbb rétegeiből származó nagyenergiájú nukleon az emulziót alkotó anyagok közül egy H-atommaggal, vagy gyakrabban egy nehezebb mag szélső nukleonjával ütközik /tisztan nukleon-nukleon, ill. surlódó ütközés/, akkor ezen igen ritka események az emulzióban a következőképpen jelentkeznek: egy közös pontból kis kúpszögön belül nagyszámu közel minimális ionizáció-

$ju/g \leq 1,5 \cdot g_{\min}$ / nyom indul ki, melyekhez néhány szürke $/1,5 g_{\min} \leq g \leq 4 g_{\min}/$ vagy fekete $/g > 4 g_{\min}/$ nyom járul. Egyes esetekben szürke és fekete nyomok egyáltalán nem találhatók. Ezeket az eseményeket Daniel és munkatársai [1] által bevezetett terminológia alapján "jet"-eknek nevezzük. A jet-ek vizsgálata nagyon hasznos információkat ad az igen nagy energiájú nukleon-nukleon ütközések esetén a mezonok keltésének folyamatáról. Az itt felmerülő kérdések tisztázásához természetesen mindenekelőtt a primérrészecske energiájának az ismerete szükséges.

A primérene energiát azonban ilyen nagy energiák mellett már nem lehet közvetlen méréssel /pl. ionizáló részecske esetén szóródásméréssel/ meghatározni, csupán közvetve a szekundár-részecskék szög illetve energia eloszlásának a meghatározása által.

A szögeloszlás mérése segítségével történő primérene meghatározásra számos szerző különböző módszereket dolgozott ki [2-8]. Ezen módszerek közül azonban csak DILWORTH és munkatársainak [7] ill. CASTAGNOLI és munkatársainak [8] módszere teszi közvetlenül lehetővé a kiszámolt primérene statisztikus hibájának a megbecslését.

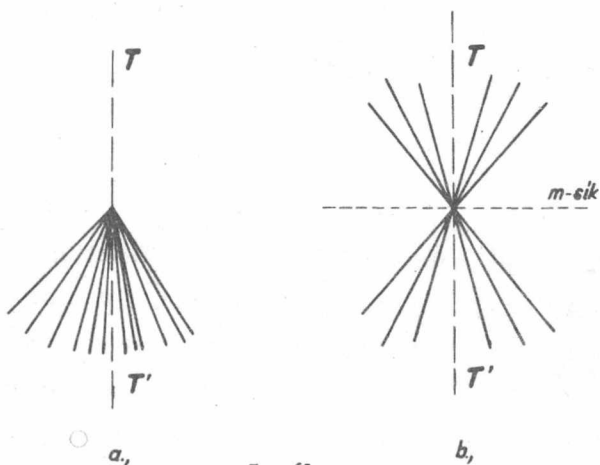
A következőkben mi DILWORTH és munkatársainak [7] a "maximális valószínűség" [9] módszerével levezetett primérene meghatározási eljáráshoz szeretnénk néhány megjegyzést fűzni és a módszer alkalmazását kiterjeszteni, tekintettel arra, hogy a fenti szerzők csak a Fermi mezonkeltési elméletét [10] jól interpretáló szögeloszlásokra adtak meg összefüggéseket. Ennek során megvizsgáljuk hogyan módosulnak összefüggéseink, ha a HEISENBERG [11] ill. a LANDAU [12] mezonkeltési elmélete által megadott szögeloszlásokat használjuk fel. Ezenkívül az egyes esetekre megadjuk a statisztikus hibákat is.

A maximális valószínűség módszere a primérene meghatározására

DILWORTH és munkatársai primérene meghatározási módszerük levezetésénél az alábbi feltételeket használták:

- a/ A mezonkeltés hengerszimmetrikusan történik a jet $/TT'/$ tengelyére vonatkozóan mind az ütköző részecskék tömegközépponti $/C/$ rendszerében, mind a laboratóriumi $/L/$ rendszerben.

- b/ A C rendszerben szimmetria van a meridián /m/-síkra vonatkozóan. /A szimmetria viszonyokat jól szemlélteti az 1. ábra./



1. ábra

Mezonkeltés nukleon-nukleon ütközés esetén. Az a/ ábra az L-rendszerbeli, a b/ ábra pedig a C-rendszerbeli szögeloszlást mutatja.

- c/ Ha a primérrészecske sebességét a C rendszerben V -vel, a szekundérrészecskék sebességét pedig $\bar{\beta}$ -al jelöljük, akkor $m = \frac{V}{\bar{\beta}} \approx 1$ azaz mind a primérrészecske, mind a szekundérrészecskék sebessége extrém relativisztikus a C rendszerben.
- d/ A szekundérrészecskék, az un. záporrészecskék emissziós szögei függetlenek egymástól. /Ez kísérletileg nem alátámasztott fizikai feltevés./
- e/ Az impulzusmegmaradás elve - tekintettel a nagyszámu semleges részecskére - egy lehetséges L rendszerbeli szögeloszlásra nem jelent korlátozást.

Ekkor ha az $1, 2, \dots, n_s$ -edik záporrészecske emissziós szögét az L-rendszerben $\vartheta_1, \vartheta_2, \dots, \vartheta_{n_s}$ -el jelöljük, akkor annak a valószínűsége, hogy a záporrészecskék emissziós szögei rendre

$\vartheta_1, \vartheta_2, \dots, \vartheta_{n_s}$ legyenek:

$$N(\vartheta_1, \vartheta_2, \dots, \vartheta_{n_s}) d\vartheta_1 d\vartheta_2, \dots, d\vartheta_{n_s} = \prod_{i=1}^{n_s} N(\vartheta_i) d\vartheta_i \quad (1)$$

Itt $N(\vartheta) d\vartheta$ a záporrészecskék L-rendszerbeli szögeloszlását jelenti, melyet a C-rendszerben megadottból $/N(\bar{\vartheta}) d\bar{\vartheta}/$ a szögekre vonatkozó Lorentz transzformáció

$$\alpha = \bar{\gamma}_0 \operatorname{tg} \vartheta = \frac{\sin \bar{\vartheta}}{m + \cos \bar{\vartheta}} \quad (2)$$

segítségével kaphatunk. $\bar{\gamma}_0 = (1 - v^2)^{-1/2}$ pedig a primérrészecske energiája a C-rendszerben /azaz a C-rendszer Lorentz faktora/ nyugalmi tömegegységekben $/Mc^2 = 1/$. Ez az L-rendszerbeli priméren energiával a következő összefüggésben van:

$$E_p = \gamma_0 = 2 \bar{\gamma}_0^2 - 1 \quad (3)$$

Egy adott L-beli szögeloszlás mérésével a "legvalószerűbb" $\bar{\gamma}_0$ értéket már most úgy kapjuk meg, hogy olyan $\bar{\gamma}_0$ -t választunk, mely az /1/ valószínűséget maximálissá teszi. Ebben az esetben fenn kell állnia a következő összefüggésnek:

$$\left[\frac{\partial}{\partial \bar{\gamma}_0} N(v_1, v_2, \dots, v_{n_s}) \right]_{v_i = \text{const}} = \sum_{i=1}^{n_s} \left[\frac{\partial}{\partial \bar{\gamma}_0} \ln N(v_i) \right]_{v_i = \text{const}} \quad (4)$$

Ugyanakkor $\bar{\gamma}_0$ statisztikus hibájára az alábbi kifejezés érvényes:

$$\delta \bar{\gamma}_0 = \left\{ - \sum_{i=1}^{n_s} \left[\frac{\partial^2}{\partial \bar{\gamma}_0^2} \ln N(v_i) \right]_{v_i = \text{const}} \right\}^{-1/2} \quad (5)$$

A módszer alkalmazásai

I. A módszert DILWORTH és munkatársai arra az esetre alkalmazták, ha a C-rendszerben az alábbi szögeloszlást tételezzük fel:

$$N(\bar{\vartheta}) d\bar{\vartheta} = \begin{cases} a |\cos \bar{\vartheta}|^b \sin \bar{\vartheta} d\bar{\vartheta}; & \bar{\vartheta} < \bar{\vartheta}_{\max} \text{ és } \bar{\vartheta} > \pi - \bar{\vartheta}_{\max} \\ 0 & ; \bar{\vartheta}_{\max} < \bar{\vartheta} < \pi - \bar{\vartheta}_{\max} \end{cases} \quad (6)$$

Ez olyan anizotróp részecske emissziót leíró eloszlás, mely [13] szerint a Fermi mezonkeltési elméletének néhány lényeges tulajdonságát jól tükrözi.

Ha $b=0$ és $\bar{\vartheta}_{\max} = \pi/2$ akkor az eloszlás izotróp. $b=0$ és $\bar{\vartheta}_{\max} < \pi/2$ esetén pedig olyan eloszlásról van szó, mely egy $\bar{\vartheta}_{\max}$ szöggel meghatározott első és hátsó kupban izotróp és $\pi/2$ környezetében zérus.

DILWORTH és munkatársai számításaikban azáltal, hogy az $\int N(\bar{\vartheta}) d\bar{\vartheta} = N(\bar{\gamma}_0)$ összrészecskeszámot $\bar{\gamma}_0$ -tól függetlennek tekintették, nem kaphattak teljesen korrekt összefüggéseket a pri-

mérenenergia meghatározására. Ugyanis ennél a módszernél éppen azok a tényezők játszanak jelentős szerepet, melyek az L-rendszerbeli szögeloszlásban valamilyen formában tartalmazzák a $\bar{\gamma}_0$ -t. Ezért a számításokat a fentiek figyelembevételével megismételtük.

Tekintetbe véve, hogy FERMI és LANDAU [10],[12] elmélete szerint a nagy energiájú ütközésekben a keletkezett részecskék teljes számát az

$$N = k \bar{\gamma}_0^{1/2} \quad (7)$$

összefüggés adja meg /ahol k 1 nagyságrendű állandó/, a /6/-nak megfelelő L-rendszerbeli szögeloszlásra a C-rendszerből való transzformáció elvégzése után az alábbi kifejezést kapjuk:

$$N(\vartheta) d\vartheta = \frac{2k \bar{\gamma}_0^{3/2} (1-\alpha^2)^b \alpha}{(1-\cos \bar{\vartheta}_{max})(1+\alpha^2)^{b+2} \cos^2 \vartheta} d\vartheta \quad (8)$$

Ha erre elvégezzük a /4/ alatt kijelölt műveleteket

$$\sum_{i=1}^{n_s} \left(-b \frac{2\alpha_i}{1-\alpha_i^2} \operatorname{tg} \vartheta_i - (b+2) \frac{2\alpha_i}{1+\alpha_i^2} \operatorname{tg} \vartheta_i + \frac{5}{2\bar{\gamma}_0} \right) = 0 \quad (9)$$

adódik. Innen rendezés után:

$$\frac{5n_s}{8\bar{\gamma}_0^2} = \sum_{i=1}^{n_s} \frac{1}{\operatorname{ctg}^2 \vartheta_i + \bar{\gamma}_0^2} + \frac{b}{2} \sum_{i=1}^{n_s} \left[\frac{1}{\operatorname{ctg}^2 \vartheta_i - \bar{\gamma}_0^2} + \frac{1}{\operatorname{ctg}^2 \vartheta_i + \bar{\gamma}_0^2} \right] \quad (10)$$

Ennek $\bar{\gamma}_0$ -ra történő megoldása adja $\bar{\gamma}_0$ maximálisan valószínű értékét.

Izotróp eloszlás / $b=0$, $\bar{\vartheta}_{max} = \pi/2$ / feltételezése esetén pedig

$$\frac{5n_s}{8\bar{\gamma}_0^2} = \sum_{i=1}^{n_s} \frac{1}{\operatorname{ctg}^2 \vartheta_i + \bar{\gamma}_0^2} \quad (11)$$

megoldása szolgáltatja a legvalószínűbb $\bar{\gamma}_0$ -t.

Összehasonlításképpen megadjuk DILWORTH és munkatársai vég-eredményeit:

$$\frac{n_s}{2\bar{\gamma}_0^2} = \sum_{i=1}^{n_s} \frac{1}{\operatorname{ctg}^2 \vartheta_i + \bar{\gamma}_0^2} + \frac{b}{2} \sum_{i=1}^{n_s} \left[\frac{1}{1-\bar{\gamma}_0^2 \operatorname{tg}^2 \vartheta_i} - \frac{1}{1+\bar{\gamma}_0^2 \operatorname{tg}^2 \vartheta_i} \right] \quad (10')$$

111.

$$\frac{n_s}{2\bar{\gamma}_o^2} = \sum_{i=1}^{n_s} \frac{1}{\operatorname{ctg}^2 \vartheta_i + \bar{\gamma}_o^2} \quad (11')$$

Látható, hogy /10/ és /11/ egyenletünk /10'/ és /11'/ egyenletektől az E_p értékében 25 %-os eltérést okozó 1,25-ös számfaktorban különbözik. /A /10'/ kifejezés jobboldalán lévő második tagban feltehetően sajtóhiba is van./

II. A maximális valószínűség módszert a továbbiakban HEISENBERG [11] és LANDAU [12] mezonkeltési elmélete által megadott szögeloszlásokra fogjuk alkalmazni.

a/ Tételezzük fel, hogy a C-rendszerben a keltett mezonok szög- és energia eloszlása a következő:

$$N(\bar{\vartheta}, \bar{\gamma}) d\bar{\Omega} d\bar{\gamma} = \frac{A(\bar{\gamma}_o)}{4\pi} \frac{\sqrt{\bar{\gamma}^2 - 1}}{\bar{\gamma}^3} d\bar{\Omega} d\bar{\gamma} \quad (12)$$

Itt $\bar{\gamma}$ az emittált szekundérrészecskék energiája /nukleon tömegegységekben/ $d\bar{\Omega}$ pedig az elemi térszög a C-rendszerben. Az A normálási tényező $\bar{\gamma}_o$ -al ha $\bar{\gamma}_o \gg 1$ jó közelítéssel a következő kapcsolatban van [14]:

$$A \approx c N \approx K \bar{\gamma}_o^{0,84} \quad (13)$$

ahol c és K állandók és N az összes emittált részecskék száma. Ez a spektrum jól tükrözi a Heisenberg elmélet főbb vonásait, nevezetesen azt, hogy egy nagyenergiájú nukleon-nukleon ütközésnél a keletkezett részecskék szögeloszlása közel izotróp és energiaspektruma alacsony szekundér energiáknál arányos az impulzustér térfogatával, nagy szekundér energiáknál pedig annak inverz négyzetével csökken.

/12/-nek az L-rendszerbe való transzformációja után elég nagy energiák esetén az alábbi szögeloszlást kapjuk:

$$N(\vartheta) d\vartheta \approx \frac{\pi K \bar{\gamma}_o^{0,84} \alpha^2 (2 \cos^2 \vartheta + 1)}{4 \cos^4 \vartheta (\alpha^2 + 1)^{5/2}} \quad (14)$$

Alkalmazva a maximális valószínűség módszert, a következő egyenletet kapjuk $\bar{\gamma}_o$ -ra:

$$0,57 \frac{n_s}{\bar{\gamma}_o^2} = \sum_{i=1}^{n_s} \frac{1}{\operatorname{ctg}^2 \vartheta_i + \bar{\gamma}_o^2} \quad (15)$$

Összevetve /11/-el láthatjuk, hogy izotróp eloszlás és Heisenberg spektrum feltételezése a C-rendszerben csak számfaktorban különböző végeredményt ad a legvalószínűbb $\bar{\gamma}_0$ meghatározására.

Ha viszont egy a spektrumhoz csatolt faktorial [15] igen nagy $/\bar{\gamma}_0 > 20/$ primérenergiát és erős anizotróp szögeloszlást tételezünk fel a C-rendszerben, akkor /15/ alakja lényegesen megváltozik. Ugyanis ha az anizotrópia mértékére jellemző \underline{a} paraméter értéke 1 és $\lg \vartheta \approx \vartheta \ll 1$, akkor az L-rendszerbeli eloszlásra

$$N(\vartheta) d\vartheta \approx \frac{2 \bar{\gamma}_0}{\vartheta(1+2 \bar{\gamma}_0 \vartheta)^2} d\vartheta \quad (16)$$

adódik.

Erre az eloszlásra egyszerű számítás után:

$$\frac{n_s}{4 \bar{\gamma}_0} = \sum_{i=1}^{n_s} \frac{1}{\vartheta_i^{-1} + 2 \bar{\gamma}_0} \quad (17)$$

Igy egy numerikus számolásra igen alkalmas, csak lineáris tagokat tartalmazó végképlethez jutottunk.

b/ Landau mezonkeltési elmélete - Fermiével ellentétben - nukleonok centrális ütközésénél is anizotróp szögeloszlást szolgáltat, nevezetesen

$$N(\bar{\vartheta}) d\bar{\vartheta} \approx \exp \sqrt{L^2 - \lambda^2} d\lambda \quad (18)$$

ahol $L = \ln \bar{\gamma}_0$ és $\lambda = -\ln \left(\lg \frac{\bar{\vartheta}}{2} \right)$. Ennél az eloszlásnál kis szögek alatt kevészámú de nagyenergiájú részecske, nagyobb szögeknél viszont nagyszámú de kisebb energiájú részecske keletkezik.

Az eloszlás L-rendszerbeli alakja:

$$N(\vartheta) d\vartheta = \frac{k}{\sqrt{2\pi L}} \exp \left[-\frac{L}{2} + (L^2 - \lambda^2)^{1/2} \right] d\lambda \quad (19)$$

ahol $k \approx 2$.

/19/ logaritmusának $\bar{\gamma}_0$ szerinti deriváltja pedig, felhasználva /2/-t:

$$\frac{\partial}{\partial \bar{\gamma}_0} \ln N(\vartheta) = -\frac{1}{2 \bar{\gamma}_0} \left(1 + \frac{1}{\ln \bar{\gamma}_0} + \frac{1}{\bar{\gamma}_0} \frac{\ln \lg \vartheta}{(-2 \ln \bar{\gamma}_0 \ln \lg \vartheta - \ln^2 \lg \vartheta)^{1/2}} \right) \quad (20)$$

/20/ kifejezés /4/ egyenletnek eleget tesz ha

$$\frac{n_s}{2} \left(1 + \frac{1}{\ln \bar{y}_0} \right) = - \sum_{i=1}^{n_s} \left(\frac{\ln \operatorname{tg} \vartheta_i}{-2 \ln \bar{y}_0 - \ln \operatorname{tg} \vartheta_i} \right)^{1/2} \quad (21)$$

Landau eloszlás feltételezése esetén így /21/-ből határozhatjuk meg a legvalószínűbb \bar{y}_0 -t.

A statisztikus hiba különböző eloszlások esetén

A maximális valószínűség módszerrel meghatározott \bar{y}_0 statisztikus hibáját különböző eloszlások esetére /5/ segítségével kaphatjuk meg.

Elsőnek a /10/ és /11/ összefüggésekhez tartozó statisztikus hibákat számítjuk ki. Hogy ezeket megkaphassuk szükségünk van a /8/ szögeloszlás függvény logaritmusának \bar{y}_0 szerinti második deriváltjára:

$$-\frac{\partial^2}{\partial \bar{y}_0^2} \ln N(\vartheta) = 2b \operatorname{tg} \vartheta \left[\frac{1+\alpha^2}{(1-\alpha^2)^2} + \frac{1-\alpha^2}{(1+\alpha^2)^2} \right] + 4 \operatorname{tg}^2 \vartheta \frac{1-\alpha^2}{(1+\alpha^2)^2} + \frac{5}{2\bar{y}_0^2} \quad (22)$$

Ennek segítségével a relatív statisztikus hibára a következő összefüggés adódik:

$$\frac{\delta \bar{y}_0}{\bar{y}_0} = \left\{ 2b \sum_{i=1}^{n_s} \alpha_i^2 \frac{(1+\alpha_i^2)^3 + (1-\alpha_i^2)^3}{(1-\alpha_i^4)^2} + 4 \sum_{i=1}^{n_s} \alpha_i^2 \frac{1-\alpha_i^2}{1+\alpha_i^2} + \frac{5}{2} n_s \right\}^{-1/2} \quad (23)$$

Fejezzük most ki n_s -et /10/-ből és helyettesítsük /23/-ba. Ekkor /23/

$$\frac{\delta \bar{y}_0}{\bar{y}_0} = \left\{ 2b \sum_{i=1}^{n_s} \alpha_i^2 \frac{1+\alpha_i^4}{(1-\alpha_i^4)^2} + 8 \sum_{i=1}^{n_s} \frac{\alpha_i^2}{(1+\alpha_i^2)^2} \right\}^{-1/2} \quad (24)$$

Izotróp esetben pedig:

$$\frac{\delta \bar{y}_0}{\bar{y}_0} = \left\{ 8 \sum_{i=1}^{n_s} \frac{\alpha_i^2}{(1+\alpha_i^2)^2} \right\}^{-1/2} \quad (25)$$

Sokkal egyszerűbb és áttekinthetőbb kifejezést kapunk, ha /24/-et és /25/-öt összehasonlítjuk a részecskeszám hibájával δn_s -el:

$$\delta n_s = \frac{\partial n_s}{\partial \bar{\gamma}_0} \delta \bar{\gamma}_0 + \sum_{i=1}^{n_s} \frac{\partial n_s}{\partial \bar{\gamma}_i} \delta \bar{\gamma}_i \quad (26)$$

A $\delta \bar{\gamma}_i = 0$ feltételezéssel /ami azt tartalmazza, hogy a részecskeszám független a szögmérés hibájától/

$$\frac{\delta n_s}{\delta \bar{\gamma}_0} = \frac{\partial n_s}{\partial \bar{\gamma}_0} \quad (27)$$

δn_s /10/-ből kiszámolható és

$$\delta n_s = \frac{2}{5} \frac{\delta \bar{\gamma}_0}{\bar{\gamma}_0} \left\{ 8b \sum_{i=1}^{n_s} \alpha_i^2 \frac{1+\alpha_i^4}{(1-\alpha_i^4)^2} + 8 \sum_{i=1}^{n_s} \frac{\alpha_i^2}{(1+\alpha_i^2)^2} \right\} \quad (28)$$

adódik.

$\bar{\gamma}_0$ relativ statisztikus hibáját megkapjuk, ha /24/-t és /28/-at összehasonlítjuk:

$$\frac{\delta \bar{\gamma}_0}{\bar{\gamma}_0} = \left\{ \frac{5}{2} \frac{\delta n_s}{\delta \bar{\gamma}_0} \bar{\gamma}_0 \right\}^{-1/2} = \frac{2}{5 \delta n_s} \quad (29)$$

A levezetésből látható, hogy a relativ statisztikus hiba értéke /6/ eloszlás feltételezésénél csak a részecskeszám statisztikus hibájától függ s nem függ explicite az anizotrópia mértékétől, b-től, ha b-t állandónak tekintjük s nem adjuk meg az energiafüggését. Így /29/ adja meg mind a /10/ mind a /11/ egyenletből számolt relativ statisztikus hibáját.

DILWORTH és munkatársai nem teljesen korrekt levezetése alapján a relativ statisztikus hibára

$$\frac{\delta \bar{\gamma}_0}{\bar{\gamma}_0} = \frac{1}{2 \delta n_s} \quad (30)$$

adódik, azaz ebben az esetben a relativ statisztikus hiba értéke nagyobb.¹

1. Mivel az esetleges protonok miatt a jet-ben lévő töltött mezonok számát pontosan nem ismerjük, a töltött mezonok legvalószínűbb számára $n_m = n_s - 1$ -et fogadunk el. Tekintetbe véve még a töltött és a semleges részecskék arányát DILWORTH és munkatársai szerint $\delta n_s = \left(\frac{n_s}{3} + 1\right)^{1/2}$. Tehát /29/ és /30/ a következőképpen írható:

$$\frac{\delta \bar{\gamma}_0}{\bar{\gamma}_0} = \sqrt{\frac{0,48}{n_s + 3}} \quad \text{ill.} \quad \frac{\delta \bar{\gamma}_0}{\bar{\gamma}_0} = \sqrt{\frac{0,75}{n_s + 3}}$$

Hasonló számolással a Heisenberg eloszlás esetére

$$\frac{\delta \bar{\gamma}_0}{\bar{\gamma}_0} = \frac{1}{2,84 \delta n_s} \quad (31)$$

illetve erős anizotrópia esetén

$$\frac{\delta \bar{\gamma}_0}{\bar{\gamma}_0} = \frac{1}{\delta n_s} \quad (32)$$

kapható.

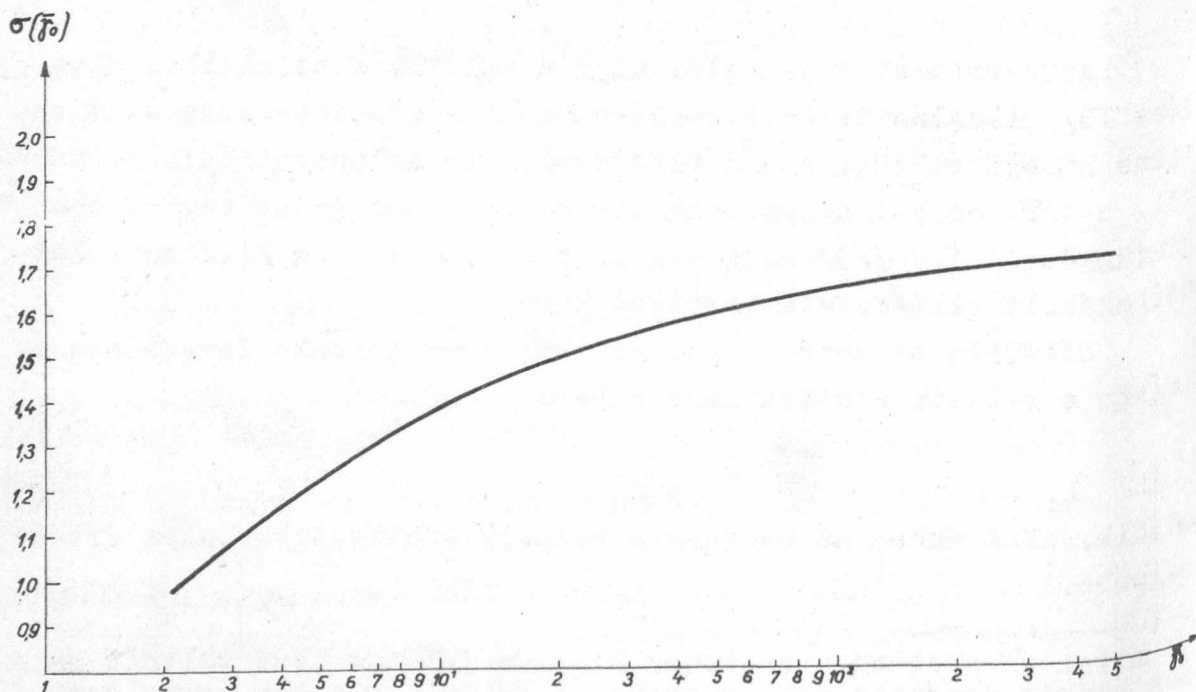
A Landau eloszlás feltételezésével pedig

$$\frac{\delta \bar{\gamma}_0}{\bar{\gamma}_0} = \frac{\sigma(\bar{\gamma}_0)}{\delta n_s} \quad (33)$$

adódik, ahol

$$\sigma(\bar{\gamma}_0) = \left| \frac{2 \ln \bar{\gamma}_0}{1 + \ln \bar{\gamma}_0} \right| \quad (34)$$

$\bar{\gamma}_0$ -nak $\bar{\gamma}_0$ -tól való függését a 2. ábrán mutatjuk meg. A görbe egyúttal információt ad a relatív hiba anizotrópia függéséről is.



2. ábra

A maximális valószínűség módszerével történő primérenergia meghatározás előnye a többi létező módszerekkel szemben az, hogy - bár hosszabb numerikus számolást igényel - közvetlenül a legvalószínűbb $\bar{\gamma}_0$ -t és a lehető legjobb statisztikus hibát szolgál-

tatja. Az $m \approx 1$ feltételből eredően van ugyan egy szisztematikus hibája, ez azonban DILWORTH és munkatársai becslése szerint elég nagy primérenergiák esetén elenyésző.

Ezuton fejezzük ki köszönetünket Fenyves Ervinnek a munka megírása során tanusított szives érdeklődéséért és értékes tanácsaiért.

I r o d a l o m

- [1] R.R.Daniel, J.Davies, J.H.Mulvey, D.H.Perkins, Phil.Mag. 43, 753 /1952/
- [2] J.J.Lord, J.Fainberg, M.Schein, Phys.Rev. 80, 970 /1950/
- [3] M.Schein, R.G.Glasser, D.M.Haskin, Nuovo Cim. 2, 647 /1955/
- [4] T.F.Hoang, Journ.de Phys. 14, 395 /1953/
- [5] M.F.Kaplon, B.Peteres, D.M.Ritson, Phys.Rev. 85, 386 /1952/
- [6] L.v.Lindern, Nuovo Cim. 5, 491 /1957/
- [7] C.C.Dilworth, S.J.Goldsack, T.F.Hoang, L.Scarsi, Nuovo Cim. 10, 1261 /1953/
- [8] C.Castagnoli, G.Cortini, C.Franzinetti, A.Manfredini, D.Moreno, Nuovo Cim. 10, 1539 /1953/
- [9] Rényi A. Valószínűségsszámítás /Tankönyvkiadó, 1954/ p.351.
- [10] E.Fermi, Progr.Theor.Phys. 5, 570 /1950/ Phys.Rev. 81, 683 /1951/
- [11] W.Heisenberg, Vorträge über Kosmische Strahlung /Berlin-Göttingen-Heidelberg 1953/
- [12] L.D.Landau, S.S.Belenki, Fortschritte der Phys. 3, 536 /1955/
- [13] R.E.Marshak, Meson Physics /New York, 1952/ p.273.
- [14] H.L.Bradt, M.F.Kaplon, B.Peters, Helv.Phys.Acta 23, 24 /1950/
- [15] K.Symanzik: Anhang 7a. 563 in [11]

Érkezett 1957.márc.21.

KFKI Közlemények 5.évf. 2.szám, 1957.

A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE
OSZTÁLYVEZETŐ: JÁNOSSY LAJOS

Megjegyzés jetek primérenergiájának meghatározásához

Irta: Domokos Gábor

Összefoglalás

Castagnoli et al. módszerét jetek primérenergiájának meghatározására alkalmazzuk a Landau által megadott szög- és energiaeloszlásra. Görbét adunk meg a primer energia és relatív hibájának meghatározására.

Két igen nagy energiájú nukleon ütközésekor emittált szekunder részek szögeloszlásából az ütköző primer nukleon energiája meghatározható, ha a tömegközépponti rendszerben ismerjük az emittált részek szög- és energiaeloszlását. Ez az indirekt módszer elsősorban a fotoemulziós technikában használatos, ahol a kozmikus sugárzás nukleonjainak energiája direkt módszerekkel nem határozható meg. A legegyszerűbb ilyen módszer, amely a laboratóriumi rendszerbeli szögeloszlás mediánjával fejezi ki a primérenergiát, közismerten igen pontatlan.

Sokkal jobb a római csoport által kidolgozott eljárás, amely a primérenergia meghatározására valamennyi emittált részt felhasználja [1]. A módszer a következő:

Legyen β_c a tömegközépponti (c) rendszer sebessége $\gamma_c = (1 - \beta_c^2)^{-1/2}$ akkor a primerenergia, nukleontömeg egységekben:

$$E_p = 2 \gamma_c^2 - 1$$

Jelöljük ϑ -val egy részecske kirepülési szögét a primer részecske repülési irányától számítva, s jelöljünk minden, a rendszerre vonatkozó mennyiséget felülhúzással. A relativisztikus kinematika ismert képlete szerint:

$$\gamma_c = \frac{1}{|\operatorname{tg} \vartheta|} \frac{\sin \bar{\vartheta}}{|\beta_c/\bar{\beta} + \cos \bar{\vartheta}|}$$

innen valamennyi kirepülő töltött záporrészre összegezve:

$$L \equiv \ln \gamma_c = -\frac{1}{n_s} \sum_{i=1}^{n_s} \ln |\operatorname{tg} \vartheta_i| + \frac{1}{n_s} \sum_{i=1}^{n_s} \ln \frac{\sin \bar{\vartheta}_i}{|\beta_c/\bar{\beta}_i + \cos \bar{\vartheta}_i|} \quad (1)$$

A jobboldali második tag csak C rendszerbeli mennyiségektől függ; a szereplő átlagot helyettesítsük egy várható értékkel, s akkor L csupa mért mennyiséggel van kifejezve. Tehát, ha a részecskék C rendszerbeli normált sűrűségfüggvénye $f(\bar{\vartheta}, \bar{\beta}, L) d\bar{\vartheta} d\bar{\beta}$, akkor a jobboldali második összeget az

$$\langle u \rangle = \iint f(\bar{\vartheta}, \bar{\beta}, L) \ln \frac{\sin \bar{\vartheta}}{|\beta_c(L)/\bar{\beta} + \cos \bar{\vartheta}|} d\bar{\vartheta} d\bar{\beta} \quad (2)$$

kifejezéssel helyettesítjük. Az idézett cikkben a szerzők a fenti integrált a Heisenberg- és Fermi-elmélet által adott energiaspektrumra számítják ki, $(\cos \vartheta)^m / m=0,1,2,\dots$ / szögeloszlással.

Célszerűnek tartottuk a fenti integrál kiszámítását a Landau-elmélet által adott eloszlással [2], mert - amennyire dönteni lehet az elméletek közt - ez utóbbi egyezik aránylag legjobban a kísérletekkel. A normált sűrűségfüggvény a következő $\bar{\beta}$ helyett $\bar{\gamma} = (1 - \bar{\beta}^2)^{-1/2}$ -re adva meg/:

$$f(\bar{\vartheta}, \bar{\gamma}, L) d\bar{\vartheta} d\bar{\gamma} = e^{-L/2} e^{\sqrt{L^2 - \lambda^2}} \cdot \delta(\bar{\gamma} - \mu e^{-L/6 + \lambda + \sqrt{L^2 - \lambda^2}}) d\bar{\vartheta} d\bar{\gamma}$$

ahol $\lambda = \ln \operatorname{ctg} \bar{\vartheta}/2$ és μ a nukleontömeg és az emittált rész tömegének hányadosa. Ha π -mezonok és nukleonok emisszióját vesszük figyelembe, akkor $-\mu$ helyett várható értékét írva $-[2]$ jelöléseivel:

$$\mu \approx \langle \mu \rangle \approx \left[\frac{N_N}{N_\pi} + \left(1 - \frac{N_N}{N_\pi}\right) \frac{m_N}{m_\pi} \right]$$

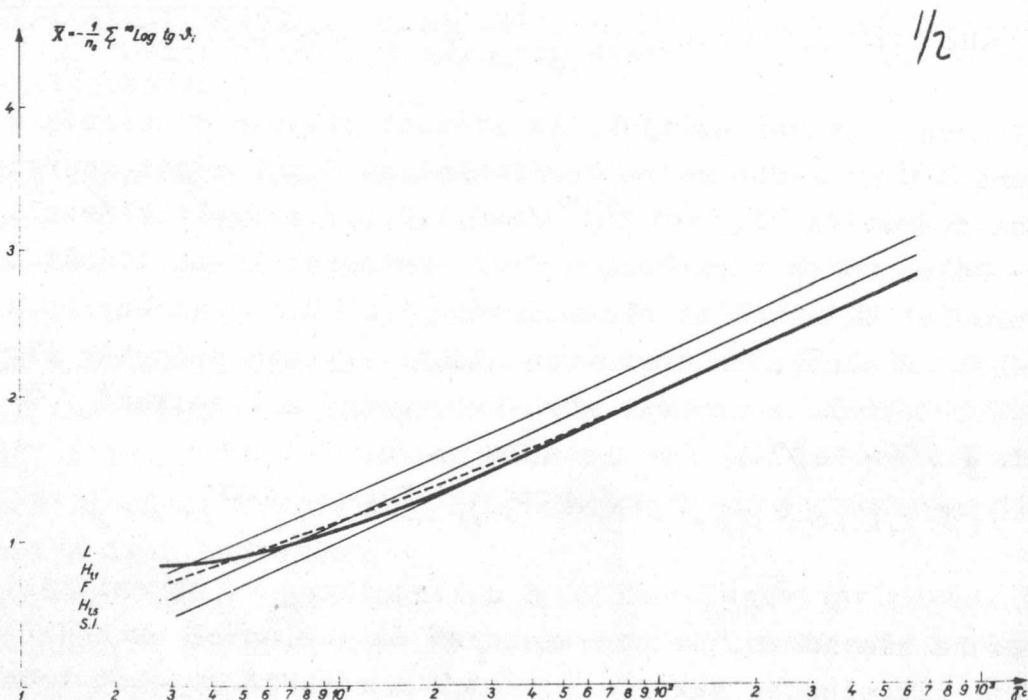
$\frac{N_N}{N_\pi}$ a nukleonok és antinukleonok relatív száma, értéke az energia függvényében [2]-ben található. A szereplő δ függvény miatt az energiákra könnyű kiintegrálni, s a szögekre a következő integrált kapjuk:

$$\langle u \rangle = e^{-L/2} \int_{\frac{\sqrt{3}}{2}L}^L \ln \frac{\sin \bar{\vartheta}}{\frac{\beta_c(L)}{\bar{\beta}(\bar{\vartheta})} + \cos \bar{\vartheta}} e^{\sqrt{L^2 - \lambda^2}} d\lambda$$

ahol $c.\bar{\beta}(\bar{\gamma})$ az energiákra való integrálásból kapott sebesség. Egyszerű sorfejtéssel az integrandusban, s egy eltűnő tagot elhagyva:

$$\begin{aligned} \langle u \rangle &\approx -\mu^2 e^{-L/6} \int_{\frac{\sqrt{3}}{2}L} e^{-2\lambda + \frac{1}{6}\sqrt{L^2 - \lambda^2}} d\lambda = \\ &= -\mu^2 e^{-L/6} L \int_{\pi/2}^{\pi/2} e^L (-2 \sin u + \frac{1}{3} \cos u) \cos u du \end{aligned} \quad /3/$$

A /3/ integrált a Simpson-szabály segítségével számítottuk ki L különböző értékeire.



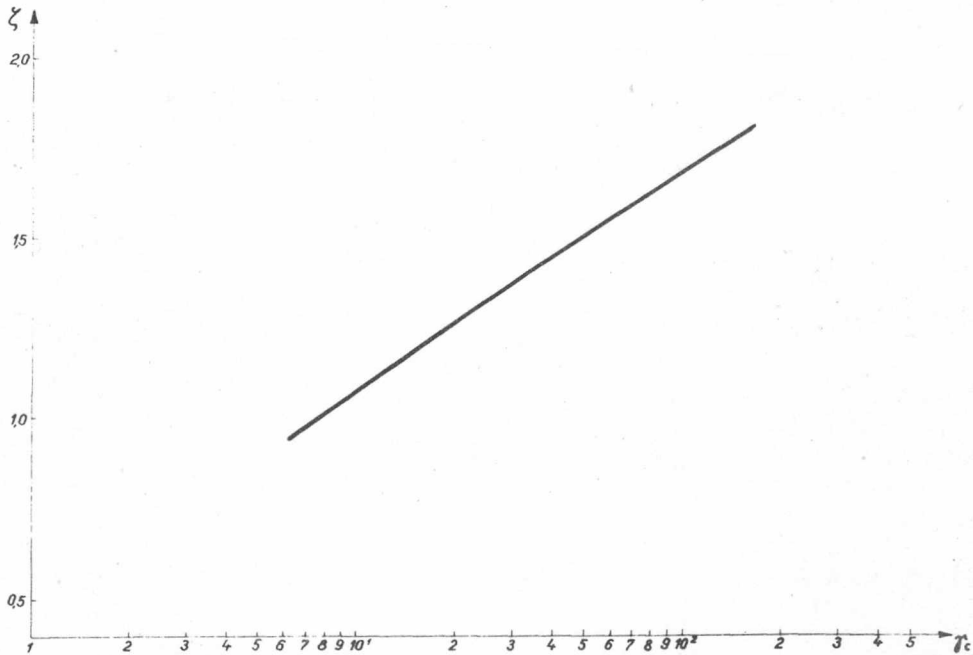
1.ábra

Az eredményt az 1.ábrán tüntettük fel, a gyakorlati alkalmazás megkönnyítése végett lo-es alapu logaritmust használva. Számításunk eredményét az "L"-görbe mutatja. Összehasonlításként fel-tüntettük az [1]-ben szereplő görbékét is. S.I. a "spektrum-füg-getlen" eset /"spectrum independent"/, F a Fermi-elmélet, H_{1.1}

* A "spektrum-független" kifejezés értelme: feltesszük, hogy min-den emittált részre $\bar{\beta} \approx \beta_r \approx 1$. Ebben az esetben $\langle u \rangle = 0$

és $H_{1,5}$ a Heisenberg-elmélet által, az energiaspektrumnak $1,1 m_\pi \cdot c$ illetve $1,5 m_\pi \cdot c^2$ -nél való levágása útján adódó görbe.

A továbbiakban megbecsültük L szórásának azt a részét, amely /1/ jobboldali második tagjának ingadozásából ered. A fellelő integrál kiszámítása teljesen hasonlóan történik, mint /3/ ese-



2.ábra

tében. A $\xi = \frac{\delta \chi_s}{\gamma^2} \cdot \sqrt{N_s}$ mennyiséget a 2.ábrán tüntettük fel; ξ értékeit a termodinamikai számításból /vö. [2]/ adódó

$$\langle N_s \rangle \approx 1,3 \cdot e^{4/2}$$

képlet felhasználásával kaptuk, ahol N_s a töltött záporrészek száma. Meg kívánjuk jegyezni a következőt. Mind az [1]-ben végzett számítások, mind a mi számításaink nagy energiákra érvényes elméleteket vettek alapul. Ezek extrapolációja $\gamma_r \sim 10$ -re vagy még lejjebb igen kétes értékű, tehát a felrajzolt görbék általában a termodinamikai elméletek kijelentései inkább tájékoztató jellegűek.

Befejezésül meg szeretném köszönni Fenyves Ervinnek, hogy a problémára figyelmemet felhívta, továbbá Bognár Erzsébetnek és Gál Teréznek, hogy a numerikus számításokat elvégezte és az ábrákat elkészítette.

I r o d a l o m

- [1] C.Castagnoli, G.Cortini, C.Franzinetti, A.Manfredini.
D.Moreno: Nuovo Cim. 10, 1539 /1953/
- [2] L.D.Landau, Sz.Z.Belenyikij, Uspechi Fiz.Nauk, 56, 310 /1955/

Érkezett 1957.márc.21.

A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: JÁNOSSY LAJOS

Nehéz instabil részek emissziója igen nagy energiájú
nukleon-ütközésekből

Irta: Domokos Gábor

Összefoglalás

Két igen gyors nukleon ütközésekor emittált nehéz instabil részek keletkezési arányait határozzuk meg a Fermi-Landau féle termodinamikai elmélet alapján. T_2 , N és az izobár-paritás megmaradását vesszük figyelembe. A számított keletkezési arányok nem mondanak ellent a jelenlegi eredményeknek. Kvalitatív magyarázatot próbálunk adni a kiterjedt légizápor-kísérletekből levezethető és a számított energia-megoszlás közt látszó ellentmondás feloldására.

Az utóbbi években többen vizsgálták nagy energiájú nukleon-ütközésekből emittált részek tömegspektrumát. /Pl. [1]-[4]/ A részletes - főleg fotoemulzióban végzett - mérések azt mutatják, hogy az emittált részek közt jelentős számban találhatók nehéz mezonok és hyperonok. Az alábbiakban egy szokásos, elég durva modell alapján megpróbálunk számot adni az emisszió mechanizmusának egyes vonásairól.

FERMI [5] és LANDAU [6] nyomán feltesszük, hogy a nukleon körül egy " π -mezon-felhő" helyezkedik el; sugara kb. a π -mezon kompton hullámhossza, tehát $\sim 1/m_\pi$. ($\hbar = c = 1$) Hasonlóképpen természetesnek látszik az a feltevés is, hogy ezen belül a nukleonnak van egy K-mezon-sajáttere is, amelyet egy $\sim 1/m_K$ sugaru "K-mezon-felhőnek" képzelünk el.

Két nukleon ütközésekor ezek a sajátterek gerjesztődnek, a "mezon-felhők" tágulni kezdenek, majd, amikor a felhő egyes részei elég távol jutnak egymástól ahhoz, hogy köztük a kölcsönhatás elhanyagolható legyen, akkor észleljük egyes részecskék kirepülését. Feltesszük, hogy a nehéz instabil részek és a nukleonok, illetve

π -mezonok közti kölcsönhatás erős. Eszerint, bár a nehéz instabil részeket közvetlenül a K-mezon-sajáttér emittálja, a π -mezon-felhőn való átrepülés közben azzal erős kölcsönhatásba lépnek, s csak a π -mezonokkal és nukleonokkal együtt válnak szabaddá.

Landau termodinamikai elméletét alkalmazva, tehát azt mondhatjuk, hogy a π -mezonokkal és nukleonokkal együtt, a nehéz instabil részek szétrepülési hőmérséklete is $T_c \sim n_\pi$ /a hőmérsékletet energia-egységekben mérjük/. A továbbiakban Landau számításaihoz hasonlóan járunk el. [6]-ban megadott módon egy részecske-fajta sűrűsége és energiasűrűsége a statisztikus mechanika ismert formulái szerint:

$$n_i = g_i \int_0^\infty \frac{4\pi p^2 dp / (2\pi)^3}{\exp(\sqrt{p_i^2 + m_i^2} / T_c) + 1}$$

$$\varepsilon_i = g_i \int_0^\infty \frac{4\pi p^2 \sqrt{p^2 + m_i^2} / (2\pi)^3 dp}{\exp(\sqrt{p^2 + m_i^2} / T_c) + 1}$$

ahol g_i egy súlyfaktor, amely a spinekre való összegezésből származik. Megmaradási tételeket Lagrange-multiplikátorok segítségével vehetünk figyelembe.

Az alább közölt táblázatban feltüntettük számításaink eredményét, figyelembe véve a nukleontöltés, az izobár-térbeli paritás és az izobár spin 3-ik komponensének megmaradását. Megjegyezzük, hogy a teljes izobár spin megmaradásának figyelembevétele eredményeinket csak kevésbé módosítaná. A megmaradási egyenletek megoldását numerikusan végeztük; az eredmények $1/N_{\pi^0}$ -ban első rendben pontosak. (N_{π^0} az ütközésben emittált semleges π -mezonok száma. A termodinamikai számítások szerint

$$N_{\pi^0} \approx 0,4 \left(\frac{E_p}{\text{BeV}} \right)^{1/4}$$

ahol E_p az ütköző primer nukleon energiája. Példaképpen $E_p \approx 10^{14}$ eV -ot választva azt találjuk, hogy

$$\langle N_{K^0} \rangle = 2,3; \quad \langle N_{\bar{K}^0} \rangle = 1,9; \quad \langle N_{K^+} \rangle = 2,4; \quad \langle N_{\bar{K}^-} \rangle = 1,7; \quad \langle N_{\Lambda^0} \rangle = 0,31$$

1.	2.	3.	4.	5.	6.
Részecske	$n(T^3/2\pi^2)^{-1}$	$\varepsilon(T^4/2\pi^2)^{-1}$	$\langle E_{T.K.} \rangle$ [BeV]	$\varepsilon/\sum_j \varepsilon_j$	$n/\sum_j n_j$
π^0 π^+ π^-	$\left. \begin{array}{l} 1 \\ \exp(0,462/N_{\pi^0}) \\ \exp(-0,462/N_{\pi^0}) \end{array} \right\} .1,78$	$\left. \begin{array}{l} \\ \\ \end{array} \right\} 5,90$	1,12	0,23	0,19
K^0 \bar{K}^0 K^+ \bar{K}^-	$\left. \begin{array}{l} \exp(0,628/N_{\pi^0}) \\ \exp(-0,628/N_{\pi^0}) \\ \exp(1,054/N_{\pi^0}) \\ \exp(-1,054/N_{\pi^0}) \end{array} \right\} 0,478$	$\left. \begin{array}{l} \\ \\ \end{array} \right\} 2,39$	1,71	0,062	0,078
N^0 \bar{N}^0 P^+ \bar{P}^-	$\left. \begin{array}{l} \exp(8,29/N_{\pi^0}) \\ \exp(-8,29/N_{\pi^0}) \\ \exp(8,72/N_{\pi^0}) \\ \exp(-8,72/N_{\pi^0}) \end{array} \right\} 0,071$	$\left. \begin{array}{l} \\ \\ \end{array} \right\} 0,606$	2,88	0,009	0,020
Λ^0 $\bar{\Lambda}^0$	$\left. \begin{array}{l} \exp(7,67/N_{\pi^0}) \\ \exp(-7,67/N_{\pi^0}) \end{array} \right\} 0,0234$	$\left. \begin{array}{l} \\ \end{array} \right\} 0,23$	3,34	0,003	0,074
Σ^+ Σ^0 Σ^- $\bar{\Sigma}^+$ $\bar{\Sigma}^0$ $\bar{\Sigma}^-$	$\left. \begin{array}{l} \exp(8,09/N_{\pi^0}) \\ \exp(7,67/N_{\pi^0}) \\ \exp(7,24/N_{\pi^0}) \\ \exp(-7,24/N_{\pi^0}) \\ \exp(-7,67/N_{\pi^0}) \\ \exp(-8,09/N_{\pi^0}) \end{array} \right\} 0,015$	$\left. \begin{array}{l} \\ \\ \end{array} \right\} 0,15$	3,40	0,002	0,0048
Ξ^0 Ξ^- Ξ^+ Ξ^-	$\left. \begin{array}{l} \exp(7,04/N_{\pi^0}) \\ \exp(-7,04/N_{\pi^0}) \\ \exp(6,61/N_{\pi^0}) \\ \exp(-6,61/N_{\pi^0}) \end{array} \right\} 0,007$	$\left. \begin{array}{l} \\ \\ \end{array} \right\} 0,076$	3,69	0,0009	0,0024

A második és harmadik oszlop adja - egy közös tényezőtől eltekintve - az első oszlopban jelölt részecske-fajta térbeli- és energia-sűrűségét. A harmadik oszlop számait a 2. oszlopban jelölt megfelelő exponenciális tényezőkkel kell szorozni. A negyedik oszlop adja egy részecske átlagos energiáját a tömegközépponti rendszerben. Az ötödik oszlop a teljes energiának egy részecske-fajta által elvitt hányadát, a hatodik pedig a részecske-fajta relatív multiplicitását adja.

Egy adott részecske-fajtából emittált részek száma:

$$N_i = N_t \cdot n_i / \sum_j n_j$$

ahol N_t az emittált teljes részecskeszám. Az 5. és 6. oszlop a megadott mennyiségek aszimptotikus értékeit adja, igen nagy energiákra. ($N_{\pi^0} \sim \infty$).

és a teljes primér energiának kb. 50 %-át nehéz részek /nehéz mezonok, nukleonok, hyperonok/ viszik el.

Eredményeinket a kísérleti adatokkal összehasonlítva, látjuk, hogy a töltött, π -mezonnál nehezebb záporrészek és töltött π - mezonok viszonya:

$$f_{elm} = 0,33$$

míg a mért érték, több kísérletből átlagolva:

$$f_{kis} = 0,33 \pm 0,10$$

A számított és mért érték nem összeegyeztethetetlen egymással.

Rosszabbnak látszik a helyzet, ha az energiaviszonyokat tekintjük. Kiterjedt légizáporokon végzett mérések /v.ö. [7] / arra mutatnak, hogy két nukleon ütközésekor az ütköző nukleonok, vagy közülük az egyik, a teljes energiának kb. 70 %-át megtartva repülnek tovább. Ha ez az eredmény igaznak bizonyul, akkor fel kell adnunk a Fermi-Landau féle hipotézist, amely szerint a teljes kinetikus energia átmegy az ütköző nukleonok sajátterébe.

Kvalitativ a következő módon próbálhatjuk megmagyarázni a helyzetet. Az irodalomban eddig a sokszoros részecskeemissziót vagy perturbációs módszerrel tárgyalták /a Lewis-Oppenheimer-Wouthuyzen-elmélet és kovariáns változatai/ vagy valamilyen statisztikus módszerrel /a Fermi-Landau-elmélet/. /Bizonyos mértékig a kettő között áll Heisenberg elmélete, amely a turbulencia-elmélet eredményeit hasznosítja./ Már Fermi is hangsúlyozta idézett cikkében, hogy az említett két tárgyalásmód két végletet képvisel: az igen kicsi, illetve az igen nagy energia-disszipáció határeseteit. Az igazság valószínűleg a két határeset között van: két gyors nukleon kölcsönhatásakor nincs elég idő a teljes energia átadására és statisztikus egyensúly kialakulására, hanem a nukleonok energiájuknak egy bizonyos hányadát változatlanul megtartják kinetikus energia alakjában. Meglepőnek látszik azonban, hogy az említett kiterjedt zápor-mérések elég kis rugalmatlansági együtthatót adnak, s ennek ellenére a termodinamikai elméletek eredményei nincsenek kvalitatív ellentmondásban a kísérletekkel.

Köszönettel tartozom Fenyves Ervinnek, hogy - főleg a kísérleti eredmények diszkussziójánál - tanácsaival segített, továbbá

Gombosi Máriának, aki a hosszadalmas numerikus számításokat elvégezte.

I r o d a l o m

- [1] R.Daniel, J.Davies, J.Mulvey, D.Perkins, Phil.Mag. 43, 753 /1952/
- [2] M.Kaplon, W.Walker, M.Koshiha, Phys.Rev. 93, 1424 /1954/
- [3] D.Lal. Yash Pal, Rama, Nuovo Cim. Suppl. 12, 347 /1954/
- [4] F.Brisbout, C.Dahanayake, A.Engler, Y.Fujimoto, D.Perkins, Phil.Mag. 1, 605 /1956/
- [5] E.Fermi, Prog. Theor. Phys. 5, 570, /1950/
- [6] S.Z.Belenyikij, L.D.Landau, Usp.Fiz.Nauk 56, 309 /1955/
- [7] The Oxford Conference on Extensive Air Showers.
A.E.R.E. - Harwell /1956/

Érkezett 1957.márc.21.

A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: JÁNOSSY LAJOS

Exponenciális abszorpció paramétereinek
meghatározása

Irta: Jánossy Lajos és Rupp Erzsébet

Összefoglalás

Ebben a cikkben megvizsgáljuk azokat a körülményeket, amelyek mellett egy exponenciális törvény paramétereit a legcélszerűbb meghatározni, a mérési idő legjobb felhasználása mellett. Melékeljük grafikusan az eredményeket, amelyek segítségével tájékoztató mérések után, a legjobb paraméterértékek leolvashatók.

Sok esetben feltételezhetjük, hogy bizonyos mérési eredmények az exponenciális törvény segítségével értelmezhetők, így például abszorpció esetén. A sugárzás intenzitása ekkor

$$r(x) = r(0) e^{-\lambda x} \quad (1)$$

ahol $r(0)$ a sugárzás kezdeti intenzitása, λ az abszorpciós koefficiens, x az abszorbeáló réteg vastagsága. Ha egy számlálócső n impulzust számol t idő alatt, a sugárzás intenzitása:

$$r = \frac{n}{t} \quad (2)$$

Igy ha két pontban, például 0 és x rétegvastagság mellett mérjük az n_1 , n_2 impulzusszámot és a t_1 , t_2 mérési időtartamot, úgy az /1/-ben szereplő két paraméter $r(0)$ és λ illetve λx meghatározható.

Tiszta exponenciális abszorpció a gyakorlatban azonban nem fordul elő, hanem a mindig fellépő háttér effektusokat is figyelembe kell venni. Így három paraméter fog szerepelni, u.i. az előbbieken szereplő két paraméter mellett a háttéreffektus intenzitása is fellép. Így három pontban, különböző, például 0 , x , X rétegvastagságok mellett kell méréseket végezni. U.i. ha például az

abszorbenst túl vastagra válasszuk, úgy az a kezdeti intenzitást abszorbeálja és csak a háttér marad meg, viszont ha mérjük az intenzitást kis rétegvastagság mellett és anélkül, úgy a két intenzitás differenciája túl kicsi ahhoz, hogy például λx -re pontos értéket kapjunk.

Feladatunk lesz a háttér és λx olyan egymáshoz tartozó értékeinek meghatározása, amelyeknél a mérés pontossága a legnagyobb. Ezenkívül gyakorlati szempontokból is jelentős a teljes mérési idő T legjobb felosztásának $T = t_1 + t_2 + t_3$ meghatározása a három mérési pontnak megfelelően. /Igy megtudjuk, hogy abszorbenst nélkül milyen t_1 ideig, x rétegvastagság mellett milyen t_2 ideig, X rétegvastagság mellett milyen t_3 ideig mérve a beütési impulzusszámot, kapjuk azt az intenzitásértéket, amely mellett λ szórása a legkisebb./

Az egyes mérési pontokhoz tartozó intenzitásokat a következőképpen írhatjuk fel:

$$\begin{aligned} r_1 &= \frac{n_1}{t_1} = A + B \\ r_2 &= \frac{n_2}{t_2} = A e^{-\lambda x} + B \\ r_3 &= \frac{n_3}{t_3} = A e^{-\lambda X} + B \end{aligned} \quad (3)$$

ahol láthatóan A a kezdeti intenzitás, B a háttér intenzitása. Vegyük fel X -et úgy, hogy $X \gg x$, akkor $r_3 \sim B$. /3/ első és harmadik egyenletéből így:

$$A = r_1 - r_3,$$

tehát /3/ második egyenlete így alakul:

$$\frac{r_2 - r_3}{r_1 - r_3} = e^{-\lambda x}$$

és

$$\lambda = \frac{\ln(r_1 - r_3) - \ln(r_2 - r_3)}{x} \quad (4)$$

Olyan sugárzási intenzitás és háttér esetén szeretnénk λ -át meghatározni, hogy λ szórása a legkisebb legyen. A szórás négyzetének várható értéke a következő:

$$\langle (\delta\lambda)^2 \rangle = \left(\frac{\partial\lambda}{\partial r_1} \right) \langle (\delta r_1)^2 \rangle + \left(\frac{\partial\lambda}{\partial r_2} \right) \langle (\delta r_2)^2 \rangle + \left(\frac{\partial\lambda}{\partial r_3} \right) \langle (\delta r_3)^2 \rangle. \quad (5)$$

Az egyes parciális differenciál hányadosok /4/-ből kiszámíthatók.

Mivel $r_1 = \frac{n_1}{t_1}$; $\delta r_1 = \frac{\delta n_1}{t_1}$ viszont Poisson eloszlás esetén $\delta n_1^2 = n_1$,
 úgy $(\delta r_1)^2 = \frac{r_1}{t_1}$. Hasonlóan $(\delta r_2)^2$ és $(\delta r_3)^2$ kapható. Így

$$\langle (\delta\lambda)^2 \rangle = \frac{1}{x^2} \left[\frac{r_1}{t_1} \frac{1}{(r_1 - r_3)^2} + \frac{r_2}{t_2} \frac{1}{(r_2 - r_3)^2} + \frac{r_3}{t_3} \left(\frac{1}{r_2 - r_3} - \frac{1}{r_1 - r_3} \right)^2 \right] \quad (6)$$

Ha a teljes mérési idő T , úgy a $T = t_1 + t_2 + t_3$ mellékfeltétellel keressük a T idő azon felosztását, amely $\langle (\delta\lambda)^2 \rangle$ -et minimummá teszi. Ez a következő feltételt jelenti:

$$\begin{aligned} \frac{1}{x^2} \frac{r_1}{t_1^2} \frac{1}{(r_1 - r_3)^2} + \Lambda &= 0 \\ \frac{1}{x^2} \frac{r_2}{t_2^2} \frac{1}{(r_2 - r_3)^2} + \Lambda &= 0 \\ \frac{1}{x^2} \frac{r_3}{t_3^2} \left(\frac{1}{r_2 - r_3} - \frac{1}{r_1 - r_3} \right)^2 + \Lambda &= 0 \end{aligned}$$

ahol Λ a Lagrange-féle multiplikátor. A legjobb időfelosztás így a következő:

$$t_1 : t_2 : t_3 = \frac{\sqrt{r_1}}{r_1 - r_3} : \frac{\sqrt{r_2}}{r_2 - r_3} : \sqrt{r_3} \left(\frac{1}{r_2 - r_3} - \frac{1}{r_1 - r_3} \right). \quad (7)$$

A minimális szórás kifejezése /4/ és /6/ alapján:

$$\delta\lambda = \sqrt{\langle (\delta\lambda)^2 \rangle} = \frac{1}{\sqrt{T}x} \left(\frac{1}{\sqrt{r_1} + \sqrt{r_3}} + \frac{1}{\sqrt{r_2} - \sqrt{r_3}} \right). \quad (8)$$

Tekintettel /3/ összefüggésekre $\delta\lambda$ fenti kifejezése x , A és B függvénye. $\delta\lambda$ minimuma x szerint megadja azt az x értékét, amely mellett legjobb a méréseket elvégezni és a hozzátartozó A , B értékeket. A

$$\frac{\partial\delta\lambda}{\partial x} = - \frac{\delta\lambda}{x} + \frac{1}{\sqrt{T}x} \frac{1}{2\sqrt{r_2}} \frac{\lambda(r_2 - r_3)}{(\sqrt{r_2} - \sqrt{r_3})^2} = 0$$

összefüggésből:

$$\frac{\sqrt{r_2} + \sqrt{r_1}}{\sqrt{r_3} + \sqrt{r_1}} = \frac{y}{2} \left(1 + \frac{\sqrt{r_3}}{\sqrt{r_2}} \right). \quad (9)$$

A probléma /9/ megoldásainak meghatározása. Egyszerűség kedvéért legyen:

$$\begin{aligned} r_1 &= 1 + a \\ r_2 &= e^{-y} + a \\ r_3 &= a \end{aligned} \quad (10)$$

ahol: $y = \lambda x$

r_1 , r_2 , r_3 így felvett alakját a /9/ egyenletbe helyettesítve látható, hogy az tulajdonképpen két változó y és a függvénye. Ezen egyenleteken kívül y és a összetartozó; értékeinek megállapításához szükséges az $a=0$ és $a=\infty$ -hez tartozó y értékek meghatározása. Határozzuk meg először az $a=0$ -hoz tartozó y értéket, az $a=0$ eset azt az ideális esetet jelenti, hogy háttéreffektusok nem lépnek fel, az exponenciális abszorpció zavartalanul megfigyelhető. Ha $a=0$, az egyes intenzitások /10/ alapján:

$$\begin{aligned} r_1 &= 1 \\ r_2 &= e^{-y} \\ r_3 &= 0 \end{aligned}$$

és így a /9/ egyenletből azt kapjuk, hogy:

$$e^{-\frac{y}{2}} = \frac{y}{2} - 1,$$

melynek megoldása $y = 2,557$, / $e^y = 12,897$ /.

Ha viszont $a \gg 1$ és mivel $y \geq 0$ akkor $e^{-y} < 1$ tehát $e^{-y} \ll a$, úgy /10/ alapján:

$$r_1 \longrightarrow r_2 \longrightarrow r_3 = a.$$

Behelyettesítve ezt a /9/ egyenletbe, azt kapjuk, hogy $y \rightarrow 1$,
/ $e^y = 2,718$ /.

Igy:

$$1 \leq y \leq 2,557$$

ha

$$\infty \geq a \geq 0.$$

A $0 < a \leq 1$ intervallumban, annak igen sűrű felosztása mellett, az egyes a értékekhez tartozó y értékeket úgy határoztuk meg, hogy a /9/ kifejezést a szerint differenciáltuk és az így kapott differenciálegyenletet Euler módszerével megoldottuk. A differenciálegyenlet megoldásához szükséges kezdeti értékek az előbbiekből ismeretesek.

Ha $a > 1$, értékei olyan lassan változnak, hogy a -ban a felosztás ritkábbnak választható, viszont emellett az Euler módszer már nem ad pontos eredményt. Ebben a tartományban egyszerű numerikus módon határoztuk meg a megoldásokat.

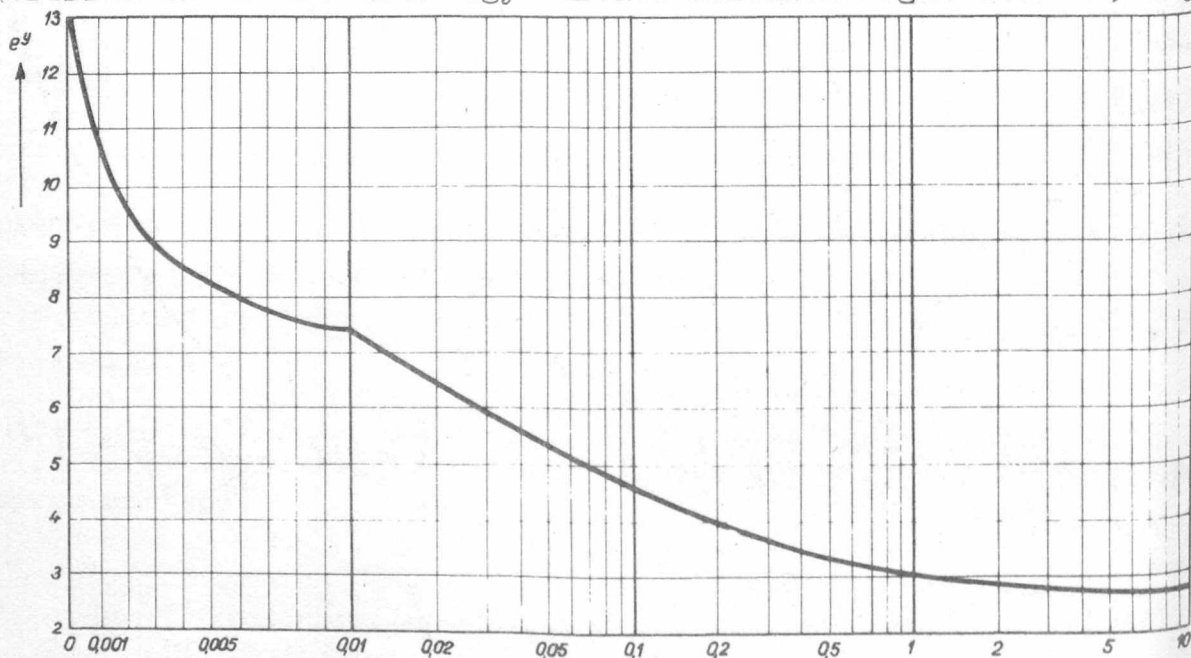
A megoldások ismeretében az egyes intenzitásokhoz tartozó mérési idők is kiszámíthatók. /7/ és /10/ alapján a legjobb időfelosztás:

$$t_1 : t_2 : t_3 = 1 : e^y \frac{\sqrt{r_2}}{\sqrt{r_1}} : (e^y - 1) \frac{\sqrt{r_3}}{\sqrt{r_1}}$$

A λ abszorpciós koefficiens minimális relatív szórása /4/, /8/ és /10/ alapján:

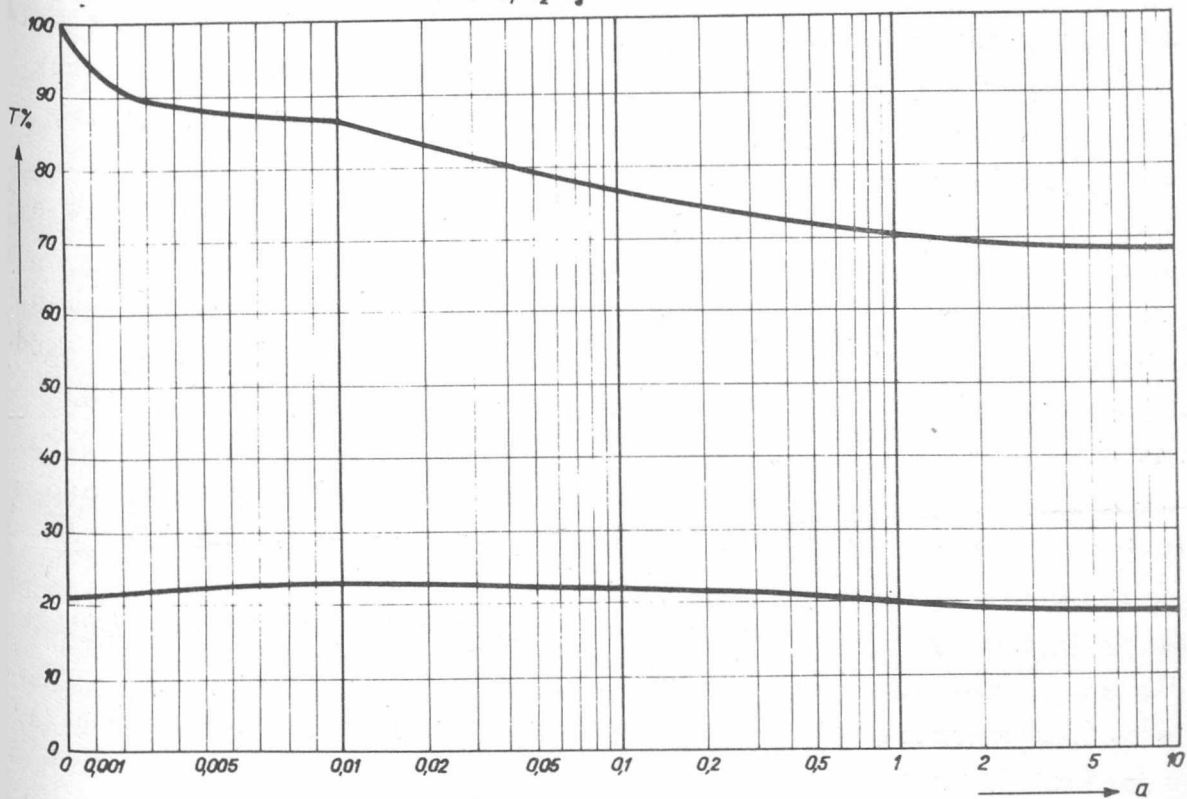
$$\frac{\delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{T}} \frac{1}{y} \left[\frac{1}{\sqrt{r_1} + \sqrt{r_3}} + \frac{1}{\sqrt{r_2} - \sqrt{r_3}} \right].$$

A kapott eredmények gyakorlati alkalmazása a következőképpen lehetséges: Például a λ abszorpciós koefficient és az a háttéreffektus intenzitását egy durvább méréssel meghatározzuk, majd

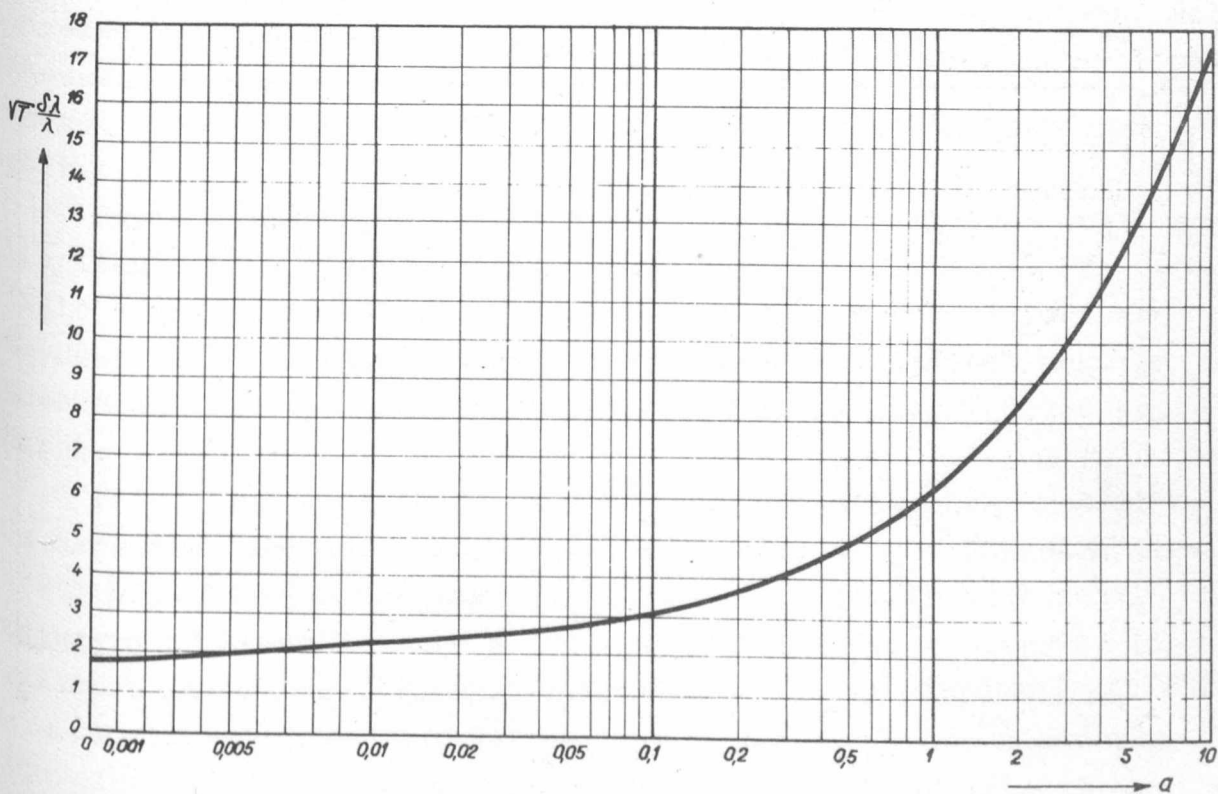


1. ábra

$$T = t_1 + t_2 + t_3$$



2. ábra



3. ábra

ezután az 1.ábráról leolvassuk az ezen α -hoz tartozó $y = \lambda x$ értéket, amelyből a legpontosabb méréshez tartozó x rétegvastagságot kiszámíthatjuk. Ezután lemérjük az egyes intenzitásokat és a /4/ egyenletből a λ abszorpciós koefficiens pontos értékét megkaphatjuk. A pontos α ismeretében ezenkívül a 2.ábráról a teljes mérési idő legjobb felosztását is leolvashatjuk. Mint látható, a különböző α háttéreffektusok mellett az időfelosztások átlagosan nem sokat változnak, a t_1 mérési idő a teljes mérési idő kb. 20 %-a, a t_2 mérési idő kb. 50-60 % és így a t_3 mérési idő kb. 20-30 %. Így bármilyen a háttér a t_1 , t_2 , t_3 mérési időre százalékos hecslést kaptunk, amelyet a kísérleteknél igen jól felhasználhatunk. A 3.ábrán $\sqrt{T} \frac{\delta \lambda}{\lambda}$ -t ábrázoltuk az α háttéreffektus függvényében, Így tehát a pontos α és y ismeretében a relatív hiba is rögtön leolvasható. Megjegyezzük, hogy a relatív szórás az $\alpha = 0$ -hoz tartozó $\sqrt{T} \frac{\delta \lambda}{\lambda} = 1,796$ kezdőérték után, eleinte lassabban, majd $\alpha > 10$ után egyre rohamosabban tart a ∞ -hez.

Érkezett 1957.márc.25.

A KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: JÁNOSSY LAJOS

Egy MTX-90 csövekkel dolgozó hodoszkóp

Irtta: Lendvay Béla és Nagy László

Összefoglalás

Korablev által kidolgozott gázkisülési csövet és az ugyan-
csak általa készített kapcsolást felhasználva, az egyik kozmikus
sugárzási méréshez hodoszkópot készítettünk.

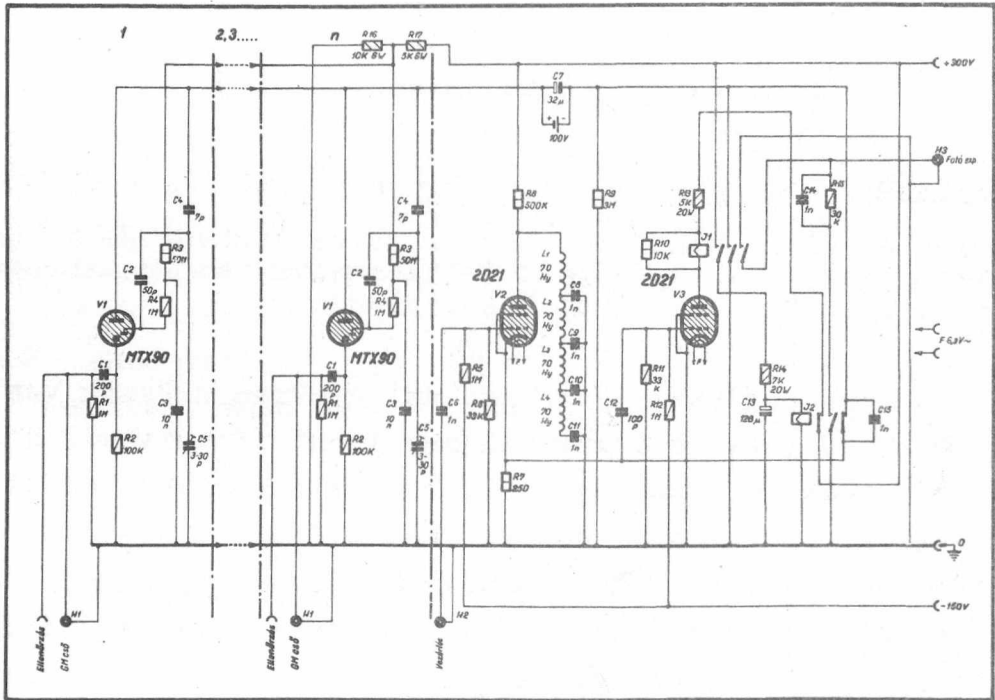
A kozmikus sugárzás vizsgálatánál gyakran szükség van olyan
berendezésre, melynek segítségével meg lehet állapítani, hogy egy
adott esemény bekövetkezésekor mely számlálócsöveken haladt ke-
resztül ionizáló részecske. Minden számlálócsőhöz tartozik egy-egy
gázkisülési cső, melyek felvillannak, ha az adott esemény alkal-
mával a hozzájuk tartozó számlálócső is megszólalt. A gázkisülési
csöveket lefényképezik és így meg lehet állapítani az ionizáló ré-
szecskék térbeli eloszlását, irányát, a részecskék számának a sü-
rűségét, hatótávolságát stb. Az ilyen berendezést hodoszkópnak ne-
vezik.

Egyik kozmikus sugárzási mérésünknel [1] szükséges volt meg-
állapítani, hogy egy-egy koincidencia esemény alkalmával hány io-
nizáló részecske esett rá a koincidencia csövek felett lévő ab-
szorbensre. A feladatot hodoszkóp segítségével oldottuk meg. Az
abszorbens fölött GM-csöveket helyeztünk el és ezeket hodoszkópi-
záltuk.

Feladatunk elvégzését nagyon megkönnyítette, hogy rendelke-
zésünkre állt egy hodoszkóp kapcsolási rajz, melyet KORABLEV ter-
vezett [2]. Ebben a hodoszkópban Korablev az általa készített,
számunkra is rendelkezésre álló, MTX-90 jelű háromelektródás hi-
degkatódu gáztöltésű csöveket használta fel.

A magfizikában és a kozmikus sugárzás területén a hidegka-
tódu gáztöltésű csövek felhasználása elektroncsövek helyett igen

természetes törekvés, hiszen energiateljesítményük nagyságrendekkel kisebb, mint az elektroncsöveké, ugyanakkor élettartamuk lényegesen nagyobb. Alkalmazásuknak azonban súlyos akadálya az instabilitásuk, alacsony érzékenyséjük és nagy tehetetlenségük. Korábban sikerült ezeket a hibákat nagymértékben kiküszöbölni azzal, hogy az általa szerkesztett csőben állandó csendes kisülést létesített.



1. ábra

Berendezésünkben, csekély módosításoktól eltekintve, követjük Korablev kapcsolását /1. ábra/, mely két részből áll: az egyik a tulajdonképeni hodoszkóp, amely az MTX-90 csöveket tartalmazza, a másik a vezérlő berendezés, amely egységes amplitudójú és szélességű jelet formál - esetünkben - a koincidencia jelből, továbbá gondoskodik a gázkisülési csövek kioltásáról és a fényképező berendezés működtetéséről.

Az MTX-90 csövek anódfeszültségét egy közös 100 V-os telep, a vezérlő anódok feszültségét pedig ugyancsak közös stabilizált tápegység szolgáltatta. A csendes kisülés a vezérlő anód és katód között létesül. Az itt folyó áramtól függ az anód és katód közötti gyújtási feszültség. A kisülési cső két irányból kap jelet és ezek mindegyike megnöveli a vezérlő anód és katód közötti áramot:

1. a GM-csőtől negatív jelek érkeznek a katódra; 2. a vezérlő berendezéstől pozitív jelek érkeznek a vezérlő anódra és az anódra. Az itt vázolt hodoszkópnál úgy kell beállítani a feszültségeket, a GM jelamplitudókat, a kapcsolási elemeket, hogy a cső csak akkor gyulladjon ki, ha mindkét irányból érkezett jel a kisülési csőre. Ha csak az egyik irányból érkezett jel, ez ne legyen elég olyan vezérlő anód-katód áram létesítéséhez, mely a cső gyújtásához vezet.

A GM-jelek amplitudóját vagy a tulfeszültség változtatásával, vagy a katód és GM-cső közötti kapcsolási elemek megfelelő választásával tudjuk szabályozni. A vezérlő anódra kerülő jel amplitudóját a vezérlő anódhoz kapcsolódó kapacitív osztó segítségével változtathatjuk.

A vezérlőberendezés két fokozatból áll. Az első fokozatban egy 2D21 árnyékolt rácsú tiratron (V_2) egy végén nyitott művonal segítségével jelformálást végez. Ha ennek bemenetére 5 V-nál nagyobb pozitív jel érkezik /esetünkben a koincidencia jel ennél lényegesen nagyobb/, akkor a V_2 tiratron katódján 120 V amplitudójú, 2μ sec széles pozitív jel lép fel és ezt juttatjuk el vezérlő jelként az MTX-90 csövek anódjára és vezérlő anódjára. A vezérlő jellel egyidejűleg megszólaló GM-csővekhez tartozó kisülési csövek felgyulladnak.

Ugyanekkor a vezérlő jel kinyitja a V_3 tiratron és ennek következtében a V_3 anódjában elhelyezett J_1 jelfogó érintkezői zárulnak. Az egyik érintkező zárja a fényképező készüléket működésbe hozó elektromágnes áramkörét. A másik érintkezőn és az R_{14} ellenálláson keresztül pedig kezd feltöltődni a C_{13} kondenzátor. Következően 0,3 sec múlva a kondenzátor a feltöltődés miatt képes működtetni a J_2 jelfogót. Ez ekkor megszakítja a V_3 tiratron áramkörét és a J_1 jelfogó elengedi az érintkezőket. Ezzel befejeződött a fényképezés, a nagy R_9 ellenállás miatt a kioltási feszültség alá csökken a kisülési csövek anódfeszültsége és így az égő csövek kialszanak. A J_2 jelfogó a behuzásától számított kb. 0,1 sec múlva elengedi az érintkezőit és a berendezés ismét kész fogadni a következő vezérlő impulzust.

Az MTX-90 csöveket és a hozzátartozó kapcsolási elemeket kis, fénymentes dobozban helyeztük el, melyet kívülről rászzereltünk a filmfelvetőt tartalmazó sötétkamrára, melyen a kisülési csöveknek

megfelelő rést vágtunk ki. Ilymódon a szereléshez könnyen hozzá tudtunk férni, a tápvezetékeket, árnyékoló kábeleket nem kellett a sötétkamrába bevezetni. A filmfelvevő egyes felvételeket is készíteni tudó "Bolex" gép volt.

Az MTX-90 csövek beállítását a következőképpen végeztük el. Először is megállapítottuk azt a GM-jel amplitudót, mely már magában is kigyújtja a csövet. Ennél kisebbre választottuk a GM-jeleket. Ezután a GM-csöveket működésen kívül helyeztük és csak vezérlő impulzust juttattunk el a kisülési csövekre. Addig csökkentettük a trimmer kapacitását, míg a kisülési cső egyedül a vezérlőjelre begyulladt. Ezután a trimmert néhány pF-al nagyobb kapacitásra állítottuk, mely mellett az MTX-90 cső a vezérlő jelre nem adott fénylő kisülést.

Ezután következett a beállítás ellenőrzése. A vizsgálandó MTX-90 cső GM-csővének jeleit katódcsatolású erősítőn keresztül bevittük a koincidencia berendezésbe is. Ezekkel a jelekkel valamelyik koincidencia cső jelét kettes koincidenciába kapcsoltuk. Ilymódon olyan sűrűn adott jelet a koincidencia berendezés, hogy az ellenőrzést gyorsan el tudtuk végezni. Miután a vizsgált MTX-90 cső mindig kapott GM-jeleket, valahányszor vezérlőjel is érkezett rá, annyiszor kellett, hogy kigyulladjon, ahány kettes koincidenciát számolt a koincidencia berendezés végfokozata. A többi hodoszkóp-cső helyes beállítás esetén nem gyulladhatott ki, mert GM-csőveiket működésen kívül helyeztük. Ilyen módszerrel minden egyes MTX-90 beállítását ellenőriztük.

Méréseink során a filmfelvevő annyi felvételt készített, mint amennyit a koincidencia berendezés számolt. Ez bizonyította, hogy a vezérlő berendezés és a filmfelvevő helyesen dolgoztak.

A mérés során 700 felvételt készített a filmfelvevő. A negatívokon jól láthatók voltak az égő kisülési csövek képei.

Korábban az MTX-90 csövekkel dolgozó hodoszkóp több típusát dolgozta ki. Az egyik tökéletesített típust, mely 300-400 egységet tartalmaz, egy moszkvai üzem gyártja.

Itt jegyezzük meg, hogy az MTX-90 csövet nemcsak hodoszkópokban használják, hanem például széleskörűen alkalmazzák impulzusosztókban, végfokozatokban.

--- --

Ezuton is köszönetet mondunk Dobrotyin professzornak, aki MTX-90 csöveket és kapcsolási rajzot bocsájtott rendelkezésünkre.

Köszönettel tartozunk Zsdánszky Kálmánnak értékes tanácsaiért, továbbá Erbszt Hermannak a kivitelezésben nyújtott segítségéért.

I r o d a l o m

- [1] L.Jánossy and L.Nagy, Acta Phys.Hung. 6, 467, 1957;
Nagy L., Kandidátusi értekezés, 1956.
- [2] L.N.Korablev, DAN 62, 215, 1948; 69, 643, 1949; 75, 375,
1950; PTE, No 2, 54, 1956.

Érkezett 1957.ápr.1.

AZ ELEKTROMÁGNESES HULLÁMOK OSZTÁLYÁNAK KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: FARAGÓ PÉTER

Igen nagy energiájú részecskék előállításáról

Irta: Faragó Péter

Összefoglalás

Az atommagfizika legjelentősebb kérdéseire vonatkozó tapasztalati adatokat a szórás-kísérletek adják. Erre a célra nagy energiájú /1-10 GeV/, energiahomogén és jól definiált, nagy intenzitású nyalámban terjedő nukleonokra, elsősorban protonokra van szükség. Az ilyen nagyenergiájú részek előállítására alkalmas gyorsítók különböző típusainak elvi működését foglaljuk röviden össze. Részletesebben foglalkozunk a körkörös gyorsítóknál fellépő radiális és vertikális stabilitás problémájával különös tekintettel a váltakozó gradiensű gyorsítókra.

Az atommag létezéséről és sajátosságairól való első ismereteinket Rutherfordnak az α -részek szórására vonatkozó kísérletei szolgáltatták. Az atommagfizika legidősebb és elvi szempontból a legjelentősebb kérdéseire vonatkozó tapasztalati adatokat most is szórás-kísérletek adják. Ezekben a szórás-kísérletekben azonban nem 1-10 MeV nagyságrendű, hanem 1000 és 10.000 MeV nagyságrendű energiával bíró részek, éspedig elsősorban nukleonok /protonok és neutronok/ szórását vizsgálják.

Ezeknél az energiáknál az ütköző partnerek közti kölcsönhatásban a magerők dominálnak és az ütközések ujszerű jelenségekre vezetnek. Keletkezhetnek ui. olyan részecske-párok, amelyek a magerők elmélete szerint egyébként csak virtuálisan léteznek és így közvetítik a magalkatrészek kölcsönhatását. A különféle részecske-párok keletkezésének ismert példája az elektron-pozitron párképződése, s analog módon jönnek létre a pozitív és negatív mezonok és proton-antiproton párok is. Ha egy részecske nyugalmi tömege m_0 , akkor a részecske-pár létrehozásához szükséges kinetikus energia alsó határa $2 m_0 c^2$ az ütköző partnerek tömegközéppontjához rögzített koordinátarendszerben mérve / c a fénysebesség/.

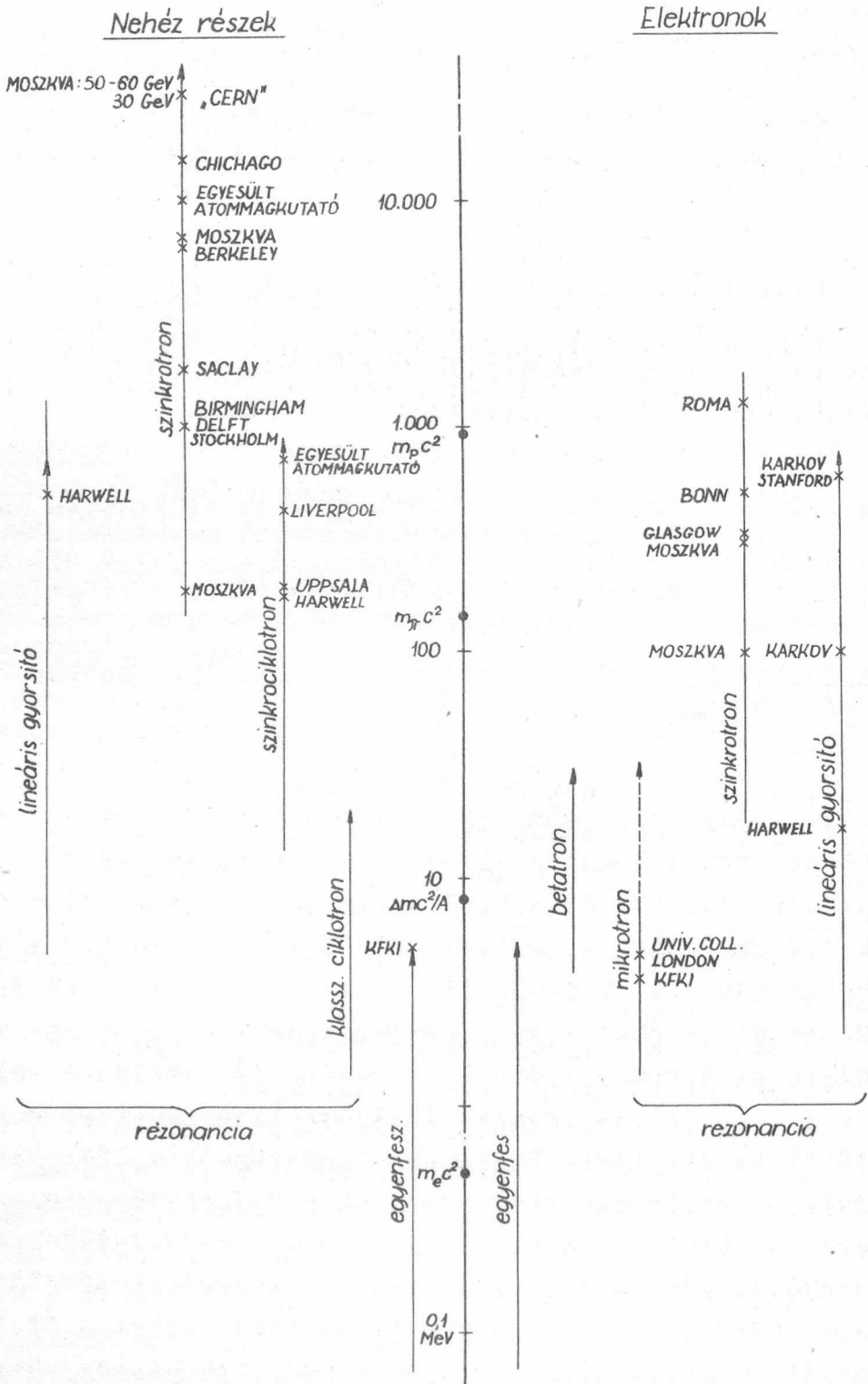
Ez az energia mezonpárok esetében 2000 MeV. A kísérletekben azonban a laboratóriumhoz rögzített koordinátarendszerben nyugvó részecskékkel ütköznek a felgyorsított részecskék; ebben a koordinátarendszerben pedig lényegesen nagyobb energiát kell előállítani. Így a proton-antiproton-pár létrehozásához közel 6000 MeV szükséges. Ugyanilyen nagyságrendű energiákon várható a π -mezonok csoportos keletkezése és hiperon párok keletkezése is. Hogy a jelenségek elegendő gyakoriak és jól tanulmányozhatók legyenek, szükséges, hogy a keletkező részecskéknek meglegyen az észlelésükhöz szükséges kinetikus energiájuk is, tehát az energiaküszöbnél jóval nagyobb energiájú részecskékre van szükség.

Röviden azt lehet mondani, hogy az 1-10 GeV nagyságrendű energiákon végzett szórási kísérletek érdekességét és fontosságát az okozza, hogy ilyen nagy energiákon a szóró partnerek közti kölcsönhatásokban az atommag alkatrészeit összetartó erők dominálnak, és ezért az észlelhető jelenségek lefolyásából a magerők sajátosságaira lehet következtetni. Ezek a kísérletek részben ellenőrzik, részben irányítják az atommagok szerkezetére vonatkozó kvantitatív elméletek fejlődését.

Az ilyen kísérletek közelebbi feladata természetesen igen szerteágazó és a mérési módszerek is roppant változatosak. Valamennyi kísérletnek azonban közös előfeltétele a nagyenergiájú részecskék előállítása, és pedig a következő igényekkel:

1. a részecskék energiája legyen jól definiált, mert a vizsgált jelenségek energiafüggőek;
2. a részecskék terjedjenek jól definiált nyalábban, mert a vizsgált jelenségek tulnyomó része irányfüggő;
3. legyen a felgyorsított részek száma nagy, mert a vizsgált jelenségek statisztikus természetűek, tehát csak nagyszámu eredményből lehet megbízható kvantitatív következtetéseket levonni.

A felsorolt igények nyilvánvalóan nem elégíthetők ki a természet szolgáltatotta nagyenergiájú részecskékkel, tehát a kozmikus sugárzásból, annak kis intenzitása miatt. Ezért van szükség a nagyenergiájú részecskegyorsítókra. Ezek az igények azonban még a részecskegyorsítók szempontjából is ellentmondó követelményeket jelentenek, s ez az egyik oka annak, hogy egymás mellett különféle típusú berendezések fejlődtek és fejlődnek ma is. A kísérletező fizikus felsorolt igényei természetesen annál nehezebb műszaki fel-



1. ábra

adatot jelentenek, minél feljebb törekszünk az előállított részecskék energiájával. Sőt ekkor a fizikai szempontok mellett elhatározó fontosságúvá válnak az anyagi szempontok is. Mint látni fogjuk, sok elvi vizsgálat elindítója a gazdasági lehetőségek jobb kihasználása volt.

A gyorsítóberendezéseket igen sokféle szempont szerint rendezhetjük. A felgyorsított részecskék energiája és a gyorsítás módszere szerint áttekintést nyújt az 1. ábra. Az energiaskálán felüntetettünk néhány nevezetes energia értéket is, az áttekintés megkönnyítése végett. Töltött részecskéket ugyan azonos elvek szerint gyorsíthatunk, mégis külön választottuk az elektron gyorsítókat és a proton gyorsítókat azért, mert az elektron sokkal kisebb tömege miatt a relativisztikus tömegváltozás az elektronoknál sokkal alacsonyabb energiákon jelentkezik már és ez a gyorsítók szerkesztésében, legalábbis nagy energiákon lényeges különbségekre vezet.

Amíg a nagyfeszültségű átütéseket el lehet kerülni, tehát 4-5 MeV-ig elektronok és protonok gyorsítására egyaránt legkézenfekvőbb egyenfeszültségű gyorsítókat alkalmazni, tehát kaszkádgenerátorokat, vagy sztatikus Van de Graaff generátorokat. Néhány MeV-en felül azonban csak rezonancia gyorsítókkal lehet részecske gyorsítást megvalósítani. A rezonancia gyorsítóknak az a közös jellegzetességük, hogy a végsőképpen előállítandó energiát apró részletekben közöljük a gyorsítandó részecskével. A gyorsító rendszer maga lehet lineáris, tehát a részecskék egyenes pályán futnak, vagy lehet körkörös, amikor a részecskék pályáját egy mágneses tér segítségével hajtjuk köralakúra. Elektronokat és protonokat egyaránt lehet, legalábbis elvben, akármilyen nagy energiára gyorsítani, lineáris gyorsítóval és körkörös gyorsítóval is. Természetesen azonban a gyakorlati problémák minden esetben mások. A lineáris gyorsítónak a néhány utolsó esztendőben bekövetkezett fejlődése azt mutatja, hogy az energia fokozása elektron és proton gyorsítóknál egyaránt tulnyomórészt a nagyfrekvenciás energiát szolgáltató generátorok problémájával függ össze, aránylag könnyebb kérdés a részecskék irányfokuszálása, ami ti. a nagy nyalábintenzitások előállítása kapcsán merül fel.

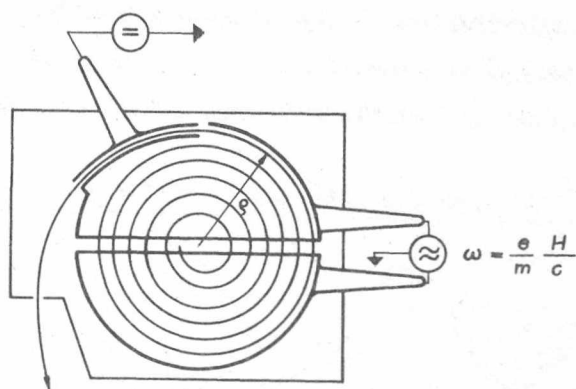
A következőkben az igen nagy energiájú körkörös részecskegyorsítókkal foglalkozunk. Ezen a téren az utóbbi években igen

sok elvi érdekességű kérdés került napvilágra, sőt ugylátszik, hogy a közeljövőben alapvetően új elvek alapján működő berendezések kidolgozására is sor kerül.

Valamennyi körkörös részecskegyorsító közös őse a klasszikus ciklotron. Ismeretes azonban, hogy a klasszikus ciklotronnal csak nehéz részecskéket lehet gyorsítani és az elérhető energia felső határa 20 MeV körül van. Az igen nagy energiájú, tehát 100 MeV nagyságrendű és ezen felül működő körkörös gyorsító kifejlesztésénél tehát az első feladat az elérhető energiának a növelése volt. Ez a klasszikus ciklotronnak már egy elvben aránylag egyszerű módosításával sikerült, ti. a szinkrociklotronok kifejlesztésével. Az energia növelése azonban szükségképpen a berendezés méreteinek a növelését és ezzel együtt a költségek nagymértékű növekedését vonta magával. A további energianövelés csak úgy volt megvalósítható, hogy a ciklotron elvet tovább kellett módosítani, így született a szinkrotron, amely azonos energiát kisebb költségekkel valósít meg, mint a szinkrociklotron. Annak a törekvésnek azonban, hogy a költségek növelése nélkül lehessen az energiát növelni, mégis csak meg kellett valahol fizetni az árát. Ez pedig ott történt, hogy az egyre növekvő energiájú gyorsítók egyre kisebb intenzitású nyalábban szolgáltatották a részecskéket. Ahhoz, hogy a költségek növekedése nélkül az energia fokozása mellett az intenzitás ne csökkenjen, megint új elvi problémákat kellett megoldani. A megoldás a váltakozó gradiensű gyorsítók, vagy erős fókuszálású gyorsítók formájában született meg. A legújabb fejlődés iránya kissé eltér az eddig vázolttól. Az összes eddig említett gyorsítónak az a hátrányos sajátága, hogy a mágneses teret egy vasmagos elektromágnes állítja elő, tehát a mágneses tér maximális értékét a vastelítési értéke korlátozza. A legújabb törekvés ennek a korlátnak az áttörésére irányul. Vizsgáljuk most meg lépésről-lépésre az imént vázolt fejlődés egyes szakaszait.

A klasszikus ciklotron elve jól ismert, vázlatát a 2. ábra mutatja. A gyorsító elektródákra kapcsolt nagyfrekvenciás feszültség ω_0 frekvenciáját úgy kell megválasztani, hogy egyenlő legyen a mágneses térben keringő részecskék szögsebességével, tehát

$$\omega_0 = \frac{eH}{mc}$$



$$E_k = \frac{1}{2m} \left(\frac{e}{c} \rho H \right)^2$$

$$\frac{m}{m_0} = 1 + \frac{E_k}{m_0 c^2}$$

2. ábra

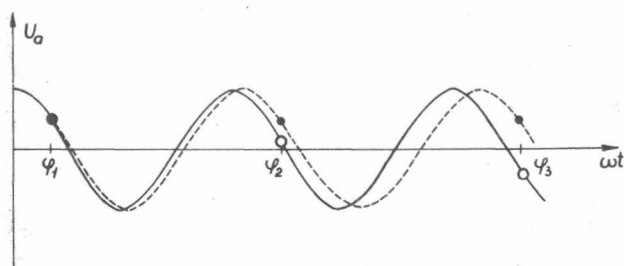
legyen, ahol e a részecske töltése, m a tömege, H a mágneses tér-intenzitás és c a fénysebesség. A szögsebesség addig független a részecskék lineáris sebességétől, amíg a részecskék tömege állandónak tekinthető. Amint azonban a részecske által elért kinetikus energia már nem hanyagolható el a részecske tömegével ekvivalens nyugalmi energia mellett, m nőni kezd:

$$\frac{m}{m_0} = 1 + \frac{E_k}{m_0 c^2}$$

és a részecske szögsebessége csökken. Mivel az elektron nyugalmi energiája mindössze 0,5 MeV körül van, nagy energiára elektronokat klasszikus ciklotronnal egyáltalán nem lehet gyorsítani. A protonok nyugalmi energiája kb. 1000 MeV úgyhogy klasszikus ciklotronnal protonok 10-20 MeV-ig gyorsíthatók, amint ezt már korábban említettük.

Hogy a tömegnövekedés következtében miért válik lehetetlenné a klasszikus ciklotronban való részecskegyorsítás, az a 3. ábrából világosan látható. Az ábrán folytonosan kihuzott görbe a gyorsító feszültség időbeli változását mutatja. Az a részecske, amely a gyorsító elektródák között a φ_1 fázisban fut át, egyre jobban késik a nagyfrekvenciás feszültséghez képest. A rajzon a viszonyokat erősen eltuloztuk és az látható, hogy az ilyen részecske hamarosan fékező teret érez. Az is látható azonban az ábrán, hogy miként lehet ezen segíteni. Ha a gyorsító tér frekvenciáját lassan

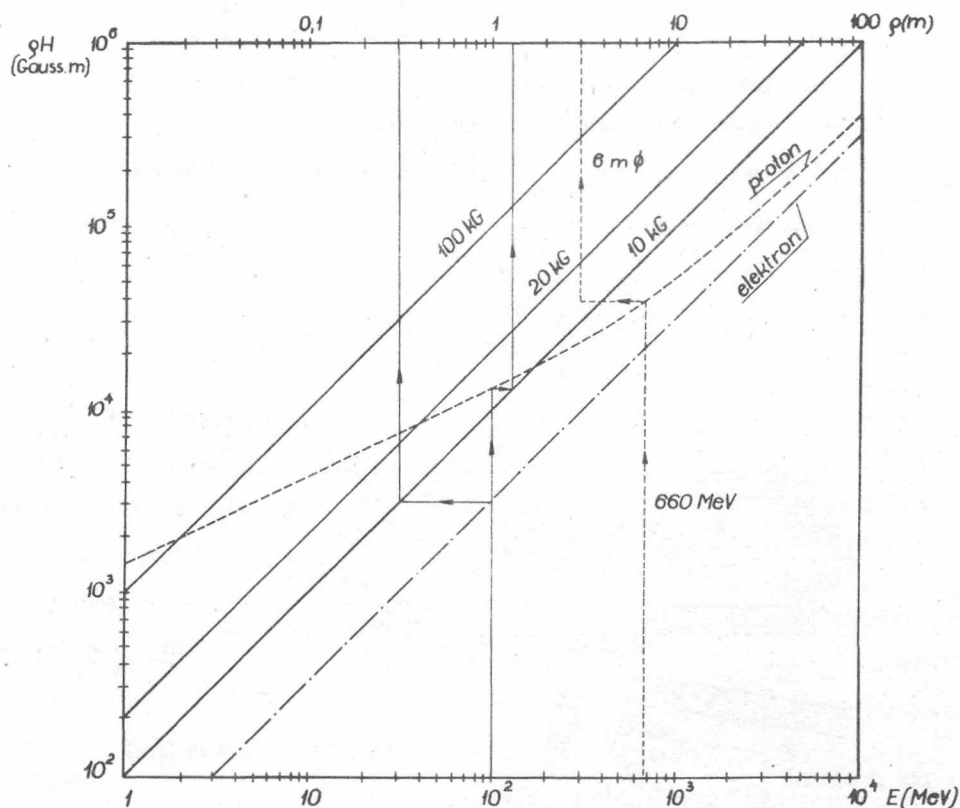
csökkentjük, akkor elérhető, hogy a szögsebesség lépést tart a körfrekvencia változásával és ekkor annak ellenére, hogy a tömeg nő, a részecske minden félperiódusban újból és újból ugyanazt a



3. ábra

gyorsítófeszültséget "érzi". Tehát a részecske tovább fog gyorsulni. Ezt mutatja az ábra szaggatott görbéje. Az imént látott lehetőség önmagában véve még nem ér sokat, mert úgy látszik, hogy az előbbi feltétel csak egyetlen egy jól meghatározott energiájú és jól meghatározott fázisu részecskére teljesül. Könnyen beláthatjuk azonban, hogy mindazok a részecskék, amelyeknek energiája és fázisa a rajzon feltüntetett részecskéé közelébe esik, ugyancsak résztvesz a folyamatos gyorsításban, mert maga a nagyfrekvenciás erőter a részecskéket ezen ugynevezett stabil fázis környezetében fázis szerint fókuszálja. Az a részecske, amelyik az előbb kiszemelt részecskénél nagyobb energiát kap, a következő félperiódusban még jobban késik, tehát a következő alkalommal kisebb gyorsító teret fog érezni. Ennek megfelelően a tömege kevésbé nő, a szögsebessége kevésbé csökken, vagyis a kiválasztott részecske fázisa felé fog törekedni. Megfordítva ugyanezt mondhatjuk el azokról a részecskékről, amelyek a kiválasztott fázisu részecskénél kisebb gyorsítást kapnak. Ez a fázisstabilitási elv, amelyet Veksler ismert fel elsőnek, és tőle függetlenül McMillan, teszi lehetővé a változó frekvenciájú, vagy frekvencia modulált ciklotron, másnéven szinkrociklotron működését. E nélkül ugyanis a szinkrociklotron által adott nyaláb intenzitása zérus lenne. Ilyenformán azonban véges intenzitás mellett akármilyen nagy részecske energia elérhető, hacsak a részecske pályája elég nagyra nőhet. A részecske energiája ui. a mágneses térintenzitás és a pálya sugarának szorzatától függ. A 4. ábra mutatja, hogy pl. 15.000 gaussos térintenzitással számolva, hogyan változik a részecskék pályájának átmérője az

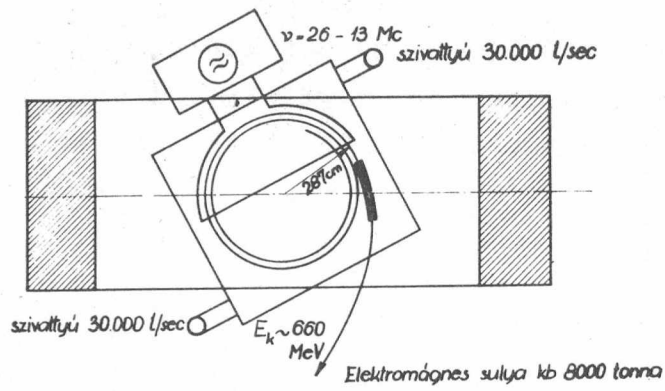
energiával. Látható pl., hogy 600 MeV körül, mintegy 3 m az egyensúlyi pálya sugara. Ez azt jelenti, hogy 600 MeV-es protonok előállításához 6 m átmérőjű elektromágnest kell szerkeszteni, amely-



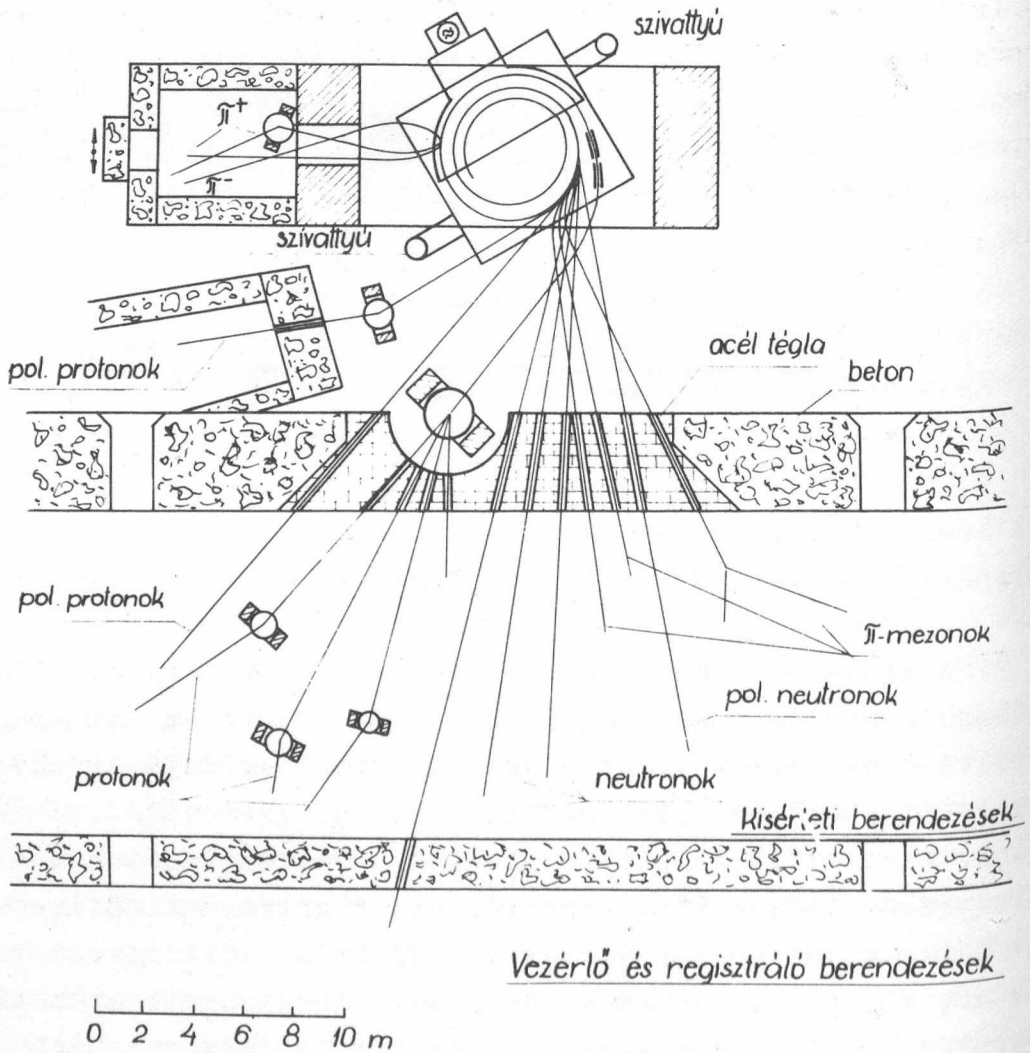
4.ábra

nek légrésében a térintenzitás 15.000 gauss. Ilyen berendezés az Egyesült Atommagkutató Intézet /Moszkva/ szinkrociklotrona /5.ábra/.

A szinkrociklotron a kísérletezés szempontjából igen jó sajátságú gyorsító, mert működése nagyon stabil és aránylag nagy intenzitású részecskenyalábot szolgáltat. Ezen sajátságok ellenére sem lehet azonban a részecskék energiáját 7-800 MeV-on felül növelni, mert az óriási tömör elektromágnes építésének a költségei egyszerűen elviselhetetlenné válnak. A pálya maximális sugarával ui. a mágnesvas súlya, tehát az előállítás költsége is közel köbösen nő. Könnyen beláthatjuk azonban, ha egy adott energiájú részecskét homogén mágneses térbe lövünk be, akkor e részecske energiáját a mágneses tér és a frekvencia változtatásával úgy is lehet növelni, hogy közben a részecske pályájának a sugara állandó ma-



5a. ábra



5b. ábra

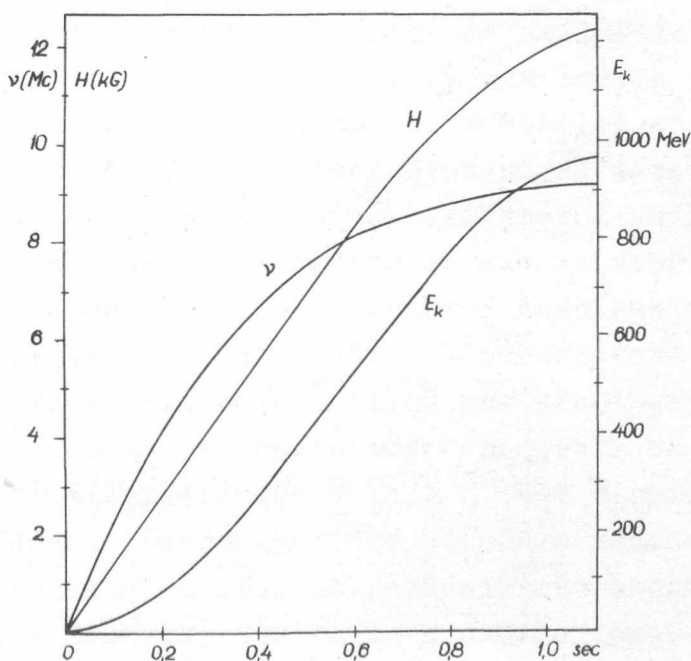
radjon. A részecske kinetikus energiáját ui. a mágneses térintenzitás és a pálya sugarának függvényében a következő kifejezés adja meg.

$$E_k = m_0 c^2 \left(\sqrt{1 + \left(\frac{e \rho H}{m_0 c^2} \right)^2} - 1 \right)$$

A mágneses térintenzitás növelésével tehát a részecske energiája növelhető. Hogy e mellett a pálya sugara állandó értéken tartható, az abból következik, hogy az ω szögsebességnek és a térintenzitásnak az összefüggése:

$$\omega = \frac{e}{m} \frac{H}{c} = \frac{\frac{e}{m_0} \frac{H}{c}}{\sqrt{1 + \left(\frac{e \rho H}{m_0 c^2} \right)^2}}$$

Ha tehát H növelése mellett ω -t úgy változtatjuk, hogy ez az összefüggés ρ = állandó kikötéssel teljesüljön, akkor valóban nőni fog a részecske energiája és pályájának a sugara változatlan marad. A Birmingham-i 1000 MeV-es szinkrotron paramétereinek időbeli változását mutatja a 6. ábra. A protonok egyensúlyi pályájának sugara 4,5 m.



$$E_k = m_0 c^2 \left(\sqrt{1 + \left(\frac{e \rho H}{m_0 c^2} \right)^2} - 1 \right)$$

$$v = \frac{1}{2\pi} \frac{\frac{e}{m_0} \frac{H}{c}}{\sqrt{1 + \left(\frac{e \rho H}{m_0 c^2} \right)^2}}$$

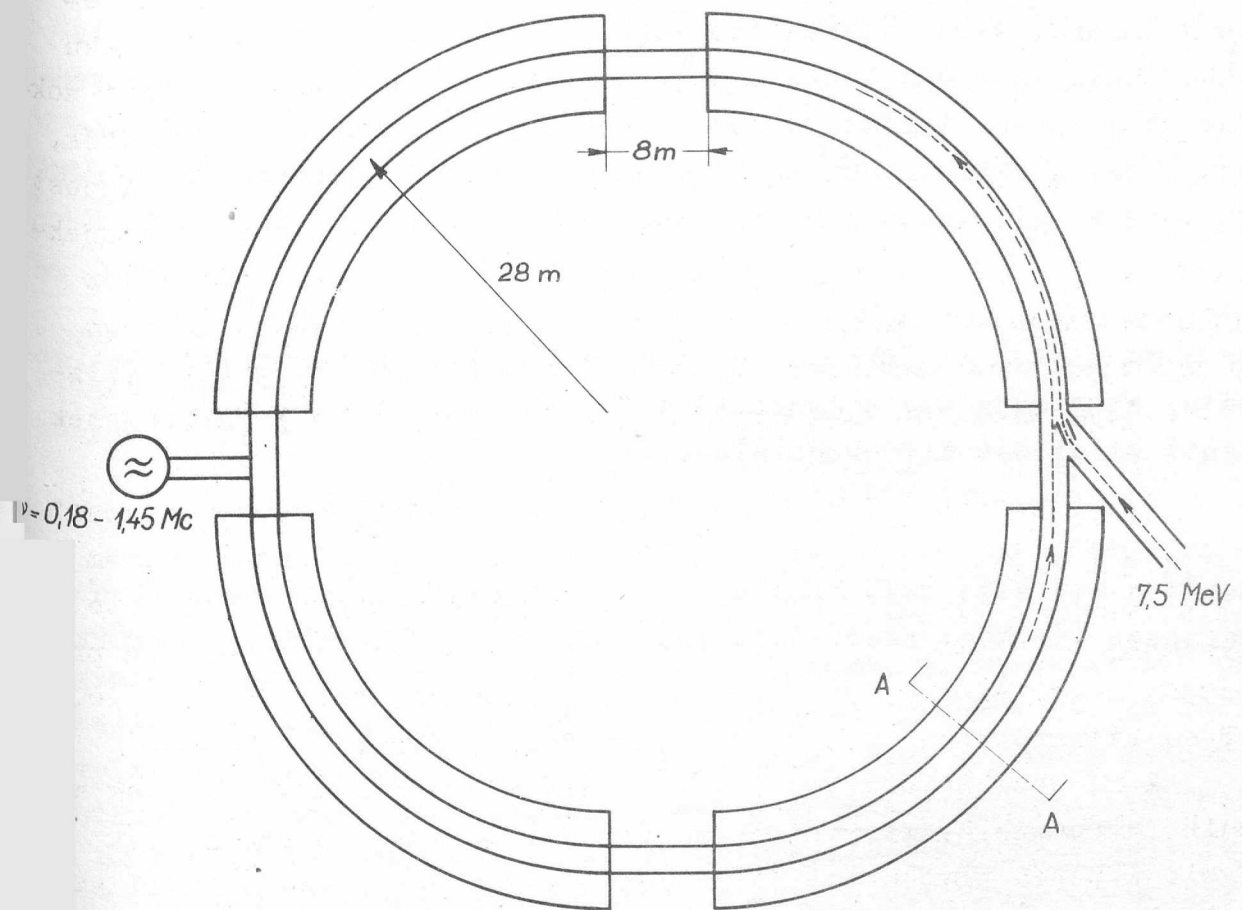
6. ábra

Minthogy most a részecske pályájának sugara állandó, a részecske vezetésére szolgáló mágneses térnek csak egy gyűrű alakú tartományra kell kiterjednie, tehát azonos pályaatmérő mellett sokkal kisebb a vasszükséglet. A megtakarítás még akkor is jelentős, ha figyelembe vesszük, hogy a változó mágneses tér miatt a mágneset lemezelve kell felépíteni, továbbá, hogy a mágneses tér és a frekvencia változtatásának nagypontosságu összehangolása igen nehéz technikai feladat. Anélkül, hogy erre a kérdésre részletesebben kitérnénk, megemlítem, hogy a szinkrociklotronnál tárgyalt fázisstabilitási elv a szinkrotron esetében is teljesül és működésének ez a legalapvetőbb feltétele.

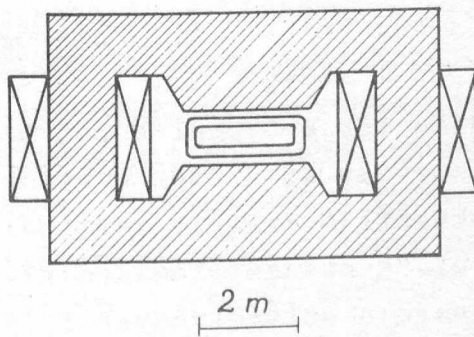
Szinkrotronokkal nemcsak olcsóbban lehetett elérni ugyanazt az energiát, amelyet a szinkrociklotronokkal már elértek, hanem még elviselhető költségek mellett az energiát fokozni is lehetett. A legnagyobb üzemben lévő szinkrotronokkal néhány ezer MeV-os protonokat lehet előállítani. Az Egyesült Atommagkutató Intézet 10.000 MeV-es szinkrotronának vázlatát mutatja a 7. ábra.

A részecskegyorsítás imént vázolt módszerei a 40-es évek második felében alakultak ki és a gyorsított részek energiájának növelése terén elvben korlátlan lehetőséget jelentenek. Mivel azonban a berendezés építésére rendelkezésre álló anyagi erők korlátozottak, a gyorsítók energiájának növelése mellett a gyorsítóból kihozott nyalábok intenzitása egyre csökken. Nézzük meg közelebbről, hogy mi ennek az oka és hogyan lehet ezen segíteni.

Megfontolásainkat kezdjük azzal, hogy ha egy homogén mágneses térbe egy adott energiájú részecskét belövünk, akkor ennek akármilyen hosszú ideig meg kellene maradnia egyetlen, jól meghatározott sugaru és középpontu körpályán. A valóságban ezzel szemben ez sohasem történik meg. A gyakorlatban megvalósítható vákuumban a részecskék szabad uthossza biztosan sokkal kisebb, mint amekkora utat a gyorsítandó részecskének be kell futnia, amíg a végső energiáját eléri. Tehát utközben okvetlenül ütközik a gázmaradék atomjaival; ez az egyik ok, ami a részecskéket eredeti pályájukról letéríti. Másfelől gyakorlatilag nem lehet ideálisan homogén mágneses teret előállítani olyan nagy területen, mint amelyen a részecskék mozognak. Tehát a lokális inhomogenitások miatt is letér a részecske pályájáról. Ennek tehát az a következménye, hogy a gyors-



A - A metszet



7. ábra

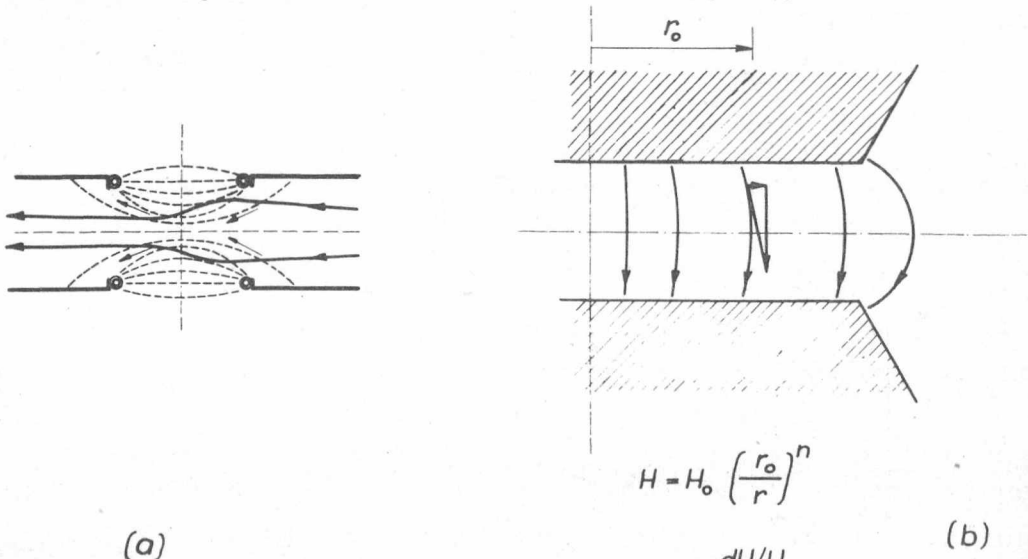
sitandó részecskék egy része a gyorsítás alatt kifut a vákuumedény falára, tehát veszendőbe megy. Ezt a veszteséget ha nem is lehet egészen kiküszöbölni, nagy mértékben lehet azonban csökkenteni a mágneses tér megfelelő kiképzésével. Éppen ez az oka annak, hogy a ciklotronok és valamennyi körkörös gyorsító mágneses erőtere a valóságban nem homogén, hanem radiálisan csökken:

$$H = H_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^n$$

Az n paraméter a körkörös rezonanciagyorsító igen lényeges jellemzője, ez szabja meg a gyorsító elektron optikai sajátságait. A fenti kifejezés differenciálásával

$$n = - \frac{dH/H}{dr/r}$$

tehát n azt adja meg, hogy a pálya sugarának 1 % növelésével a mágneses tér hány százalékot csökken. Ha egy ilyen kifelé csökke-



8. ábra

nő intenzitású mágneses tér erővonal képét megnézzük /8. ábra/, akkor nyomban látjuk, hogy ez az erőter a benne mozgó részecskéket a szimmetriasíkra fókuszálja, vagyis vertikális stabilitást hoz létre. Az erőternek ui. a szimmetriasíkon kívül van olyan radiális komponense, amelynek a szimmetriasík felé irányuló erőhatás felel meg. Ilyen erőterben azok a részecskék, amelyek a szimmetriasíkból kilépnek, a továbbiak során a szimmetriasík körül lengéseket végeznek és megmaradnak a szimmetriasík véges környezetében. Az itt kialakított vertikális stabilitás mellett arra is szükség van, hogy ha a részecske a körpályájáról radiális irányban letér,

akkor erre újból visszatérjen, illetve ennek is közeli környezetében maradjon. Minthogy az egész körmozgást a centrifugális és a Lorentz-erő egyensulya adja, a pálya akkor lesz stabilis, ha a pálya sugarának növekedtével a Lorentz-erő kevésbé csökken, mint a centrifugális erő. Ennek nyilván az a feltétele, hogy az n index 1-nél kisebb legyen. Összefoglalva:

ha $0 < n < 1$

akkor a részecskék a mágneses erőter szimmetriasíkja körül is, radiális irányban is harmonikus lengéseket végeznek az egyensulyi pálya körül. A vertikális és radiális lengések frekvenciája

$$\omega_v = \sqrt{n} \omega_0 \quad \text{illetve} \quad \omega_r = \sqrt{1-n} \omega_0$$

A lengések amplitudója pedig - adott perturbáció esetén - fordítva arányos a megfelelő frekvenciával. A lengések csak akkor válnak a gyorsító működése szempontjából veszélyessé, ha az amplitudójuk valamilyen rezonanciajelenség folytán egyre nagyobbra nő. Ez akkor következik be, ha ω_v , vagy ω_r egymásnak, vagy ω_0 -nak felharmonikusa. Így pl. szinkrociklotronban n értéke a sugárral változik és ha $n = 0,2$ lesz, akkor $\omega_r/\omega_v = 2$. Ekkor a kétféle rezgés között felépő csatolás rezonanciára vezet és a nyaláb szétszalad. A szinkrociklotronban tehát a részecske pályájának sugara csak addig nőhet, amíg el nem éri az $n = 0,2$ értékkel jellemzett teret. Ez a kikötés adott szinkrociklotronnál megszabja az elérhető maximális energiát.

Az eddig tárgyalt perturbáció egy adott energiájú rész mozgásában lép fel a gázmaradék atomjaival való ütközés és a mágneses tér inhomogenitásai miatt. A gyorsítóban a részecskék pályájának a sugara még más ok miatt is ingadozik. Korábban láttuk, hogy a részecskék fázisa egy egyensulyi érték véges környezetében változik. A különböző fázisoknak viszont különböző energia, illetve impulzusmomentum felel meg. Ennek következtében különböző fázisu részecskék pályájának a sugara is különböző. Elemi számítással megmutathatjuk, hogy ha az egyensulyi pályán keringő részecske impulzusa p , a pálya sugara pedig r , akkor a $p + \Delta p$ impulzusu részecske sugara $r + \Delta r$ ahol

$$\frac{\Delta r}{r} = \frac{\Delta p}{p} \frac{1}{1-n}$$

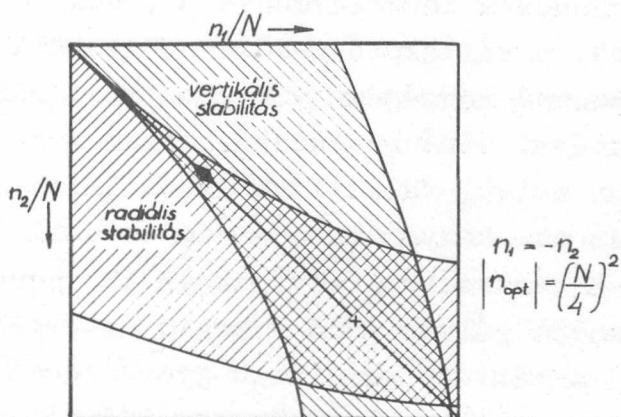
Ismét hangsúlyozzuk, hogy az imént megismert módszerek segítségével elvben még sokkal nagyobb energiákat is el lehetne érni, mint amekkorákat eddig megvalósítottak. A gyakorlatban azonban a kérdés nem ilyen egyszerű. Tekintettel arra, hogy a mágnesvas hamarosan telítésbe megy, a jelenleginél lényegesen nagyobb térintenzitást megvalósítani vasmagos mágnessel nem lehet. Az energia további növeléséhez tehát nagyobb egyensúlyi sugaru pályát kell előállítani. Továbbá egy kör befutása alatt felvett energia sem növelhető nagyságrendekkel, úgyhogy a gyorsítás periódusa alatt a részecske egyre nagyobb uthosszat kell, hogy befusson. Ennek következtében az egyensúlyi pályáról való letérés veszélye, tehát hogy a részecskék veszendőbe mennek, igen megnő és a felgyorsított részecskékből álló nyaláb intenzitása a további energia növeléssel rohamosan csökken. Ha ennek elkerülésére a vákuumedényt, illetőleg a mágneses térintenzitás radiális kiterjedését növeljük, akkor olyan méretű kolosszusokhoz jutunk, amelyeknek megépítése egyszerűen elviselhetetlen költségbe kerülne. A már elért energiákon működő berendezések építési költségeinek csökkentése, illetve a jelenlegi berendezések költségeiből nagyobb energiájú, de még reálisan használható intenzitást adó berendezések építése csak új elvek segítségével történhet. Egyrészt megvizsgálhatjuk, hogy vajon lehet-e az irányfokuszálást valami módon úgy javítani, hogy a mágnesek méretét csökkentsük, ti. hogy az egyensúlyi pályának szűkebb környezetére korlátozzuk a berendezésben gyorsítás közben keringő nyalábot, vagy azt kereshetjük, hogy milyen módszerrel lehet a jelenlegieknél lényegesen nagyobb mágneses teret előállítani. Az első célkitűzést szolgáló vizsgálatok eredményeivel foglalkozunk a következőkben.

Az eddigi berendezésekben az irányfokuszálás azzal volt mindig elérhető, hogy a mágneses térintenzitás növekvő sugárral mindig csökken, azonban a sugár 1 %-os növekedésével a térintenzitás csökkenése 1 %-nál kevesebb volt. Ha ezt a feltételt nem tartjuk be, pl. a térintenzitás radiális csökkenése lényegesen nagyobb értékű, akkor a vertikális fókuszálás ugyan nő, de radiális irányban a sugár szétszóródik. Ha pedig az erőter gradiense ellenkező irányú, tehát növekvő sugárral a térintenzitás is nő, akkor igen jó radiális fókuszálást kapunk, de a sugár vertikális irányban fog szétszóródni.

Az 50-es évek elején Christophilos, majd Courant, Livingston és Snyder azt a kérdést vizsgálta meg, hogy hogyan mozog egy részecske olyan gyorsítóban, amelyben a mágneses erőter radiális eloszlása nem azonos az azimut mentén, hanem periodikusan változik. Az ilyen erőterben a mozgás általában igen bonyolult és nem is periodikus. Az erőter gradienseinek radiális eloszlását azonban meg lehet választani olyan módon, hogy periodikus mozgást kapjunk az egyensúlyi pálya körül igen kis lengésekkel. Anélkül, hogy a megfontolásokat részletesen követnénk, az eredményeket a következőképpen foglalhatjuk össze.

Az egyensúlyi pályának megfelelő teljes kört osszuk fel nagy, N számú egyenlő szakaszra. Két szomszédos szakaszban legyen a mágneses térintenzitás

gradiense egymással ellenkező irányú és az egyes azonos irányú gradiensekkel bíró szakaszokban a gradiens legyen azonos nagyságú is. Az egyes szakaszokat jellemezze az n_1 , illetve n_2 index. Meg lehet mutatni, hogy a gradiens értékekre nézve létezik egy olyan intervallum,



9. ábra

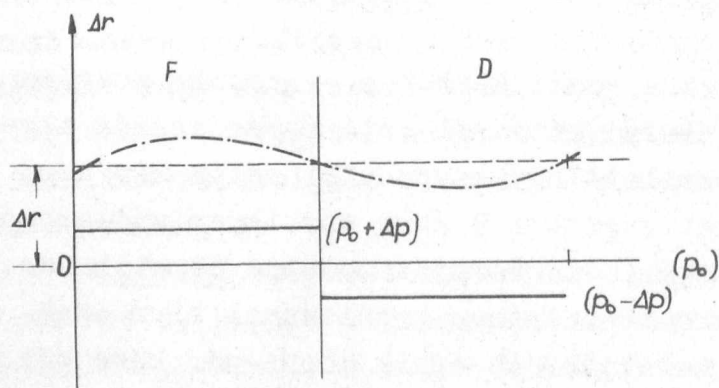
amelyen belül választva a gradienseket a részecske mozgása periodikus. Vagyis az egyensúlyi pályáról letérő részecskék ilyen gradiens érték választása mellett egy egyensúlyi pálya kis környezetében stabil lengéseket végez. A 9. ábra egy ilyen váltakozó gradiensű ciklotron stabilitási diagramját mutatja szematikusan. A koordináták a kétféle különböző irányú gradiensekkel bíró szektornak a gradiens indexét mutatják. Az egyik görbe-pár közé esnek azok az index értékek, amelyek mellett csak radiális stabilitás van. Míg a másik görbe-pár közé eső index értékeknek csak vertikális stabilitás felel meg. Látható, hogy a két tartomány részben fedi egymást. Ebben a tartományban mind radiális, mind vertikális irányban stabil a részecskék lengése. A stabil tartomány szimmetria egyenese mentén a kétféle irányú gradiens nagysága egyenlő és ott a legszélesebb a stabil tartomány, ahol a stabilitási index

abszolút értéke $|n| = (N/4)^2$

Az eddig elmondottakból nem derült ki, hogy miért sokkal kisebb az egyensúlyi pálya körüli lengések amplitudója a váltakozó gradiensű gyorsítóban, mint az állandó gradiensűben és erre a kérdésre nem is térhetünk ki részletesen. Csupán annyit jegyzünk meg, hogy - mint láttuk - a lengések amplitudója fordítva arányos a lengések frekvenciájával. Már most az állandó gradiensű gyorsítóban $n < 1$ a lengések frekvenciája összemérhető a körülfutási frekvenciával. Ezzel szemben a váltakozó gradiensű gyorsítóban

$|n| \gg 1$ úgyhogy a lengések frekvenciája sokszorosa a körülfutási frekvenciának, vagy ha úgy teszük, sokszorosa annak a frekvenciának, amellyel a lengések állandó gradiensű gyorsítóban bírnak. Ennek a következménye az, hogy a lengések amplitudója sokkal kisebb, a váltakozó gradiensű gyorsítók esetében. Mindez a részecskének szabad lengésére vonatkozik, tehát arra, hogy egy egyensúlyi energiával bíró részecske hogyan mozog akkor, ha energiájának változása nélkül valamilyen okból letér az egyensúlyi pályáról. Más kérdés az, hogy milyen a fázisstabilitás, vagyis hogyan mozognak azok a részecskék, amelyeknek az energiája különbözik kissé az egyensúlyi pályán való energia értéktől.

A változó gradiensű gyorsító mágneses terében is található egy kör, amelynek mentén egy időpillanatban a mágneses tér értéke



$$\frac{\Delta r}{r_0} = \frac{\Delta \rho}{\rho_0} \frac{1}{n} \frac{2}{\psi} \cdot \frac{1}{\cosh \psi - \cotg \psi}$$

$$\psi = \frac{\pi}{N} \sqrt{n}$$

10. ábra

mindenütt ugyanaz. Ez a kör az egyensúlyi pálya, ezen kering az a részecske, amelynek szögsebességével össze kell hangolni a gyorsító tér körfrekvenciáját, pontosan úgy, ahogy az állandó gradiensű gyorsító esetében. Tekintsünk azonban egy olyan részecskét, amelynek az energiája, vagy in-

kább az impulzusa, mondjuk nagyobb, mint az egyensúlyi pályán keringő részecskéé. Ez a részecske /lásd 10. ábra/ olyan pályán ke-

ringene, amelyik mentén a mágneses térintenzitás nagyobb, mint az egyensúlyi pálya mentén. Ez azt jelenti, hogy abban a szektorban, ahol a térintenzitás radiálisan nő, ott az egyensúlyi pályán kívül keringene és olyan szektorban, ahol a mágneses tér radiálisan csökken, ott a nagyobb impulzusú részecske pályája az egyensúlyi pályán belül lenne. Természetesen a részecske nem tud egy lépcsősen szakadozó görbe mentén mozogni, hanem ehelyett az történik, hogy kialakul egy új körpálya, amely környezetében a részecske lengéseket végez. Most az a kérdés, hogy ez az új körpálya mennyire tér el az eredeti egyensúlyi pályától. Láttuk, hogy $p + \Delta p$ impulzusú részecske egy állandó gradiensű gyorsítóban állandó, $r + \Delta r$ sugarú körön kering, ahol

$$\frac{\Delta r}{r} = \frac{\Delta p}{p} \frac{1}{1 - n}$$

Ezzel szemben változó gradiensű gyorsítóban a számítások a következő eredményt adják:

$$\frac{\Delta r}{r} = \frac{\Delta p}{p} \frac{1}{n} \frac{2}{\varphi} \frac{1}{\operatorname{ctgh} \varphi - \cotg \varphi}$$

ahol

$$\varphi = \frac{\pi}{N} \sqrt{n}$$

/N a mágnes szektorok száma./ Tehát állandó gradiensű gyorsítóban az impulzus 1 %-os megváltozásának a pályasugárban 2-2,5 %-os változás felel meg. Ezzel szemben egy változó gradiensű gyorsítóban tipikus adatokkal számolva 1 %-os impulzus változás 0,04 % pályasugár változásra vezet.

Az a tény, hogy az impulzus aránylag nagy megváltozásával a pálya sugara viszonylag kevésbé változik, nagyon különös következménnyel jár. Gondoljunk vissza egy pillanatra a klasszikus ciklotron esetére. Ott a részecske szögsebessége a gyorsítás folyamán állandó marad, mert ahogy nő a részecske sebessége, megfelelően nő a pályasugara is. A szinkrotronban általában a részecske pályája rögzítve van. Ennek az a következménye, hogy ha a részecske energiája /impulzusa/ nő, akkor a szögsebessége változik. Ez a változás különbözőképpen következik be aszerint, hogy a részecske tömege még állandónak tekinthető-e, vagyis klasszikusan viselkedik, vagy pedig már változik a részecske tömege. Amíg a részecske tömege állandónak tekinthető, addig az energia növekedés a részecs-

ke sebességének a növekedésével jár. A relativisztikus tartományban viszont a részecske állandó sebesség mellett egyre nagyobb tömegű lesz. Mi történik akkor, ha a részecske az egyensúlyi pályán keringő részecskétől eltérően egy-egy gyorsítási aktusban nagyobb energiát kap a kelletténél? Amíg a részecske tömege állandónak tekinthető, addig a tulgyorsított részecske az egyensúlyi pályán lévő részecskéhez képest előre siet. Amikor már a részecske relativisztikusan viselkedik, akkor viszont a tulgyorsított részecske az egyensúlyi pályán keringő részecskéhez képest lekésik. Ennek megfelelően az elektromágneses tér fázisához viszonyítva a stabil fázisu hely a klasszikus tartományban a gyorsítófeszültség csúcserőértéke előtt van. A relativisztikus tartományban viszont a stabil fázisu hely a feszültség csúcserőértéke után van. A gyorsítás folyamán tehát, amikor a részecske a klasszikus viselkedését elhagyva átmegy a relativisztikus tartományba, akkor közben úgy kell eltolni a gyorsítóter fázisát, hogy a részecske mindig a megfelelő stabil fázis környezetében mozogjon. A végeredményül kapott nyalábintenzitás nagy mértékben függ attól, hogy ezt a fázisváltást a gyakorlatban milyen jól sikerül megoldani.

Az eddigi megfontolásaink ideális esetre vonatkoztak. Valójában azonban a gyorsító mágnesét ténylegesen egyes szakaszokból kell összeépíteni. Az egyes szakaszok gyártási hibái és az összeillesztés hibái a részecskék mozgásában súlyos perturbációkat okozhatnak. Mik lehetnek ezek a hibák? Az összeillesztésnél eltolódhat két szektor egymástól úgy, hogy az egyensúlyi pályának megfelelő iverk vannak egymáshoz képest eltolva: az egyes szektorokban a megfelelő egyensúlyi pályák nem folytonosan mennek át egymásba. Az egyes szektorokban a gradiens index nem a megfelelő értékű, vagy az egyes szektorok hossza egymástól eltérő nagyságú. Végül el vannak csavarodva egymáshoz a szektorok úgy, hogy az egyensúlyi pálya nem egy síkban fekszik. Anélkül, hogy az egyes hibák következményeit részletesebben analizálnánk, annyit elegendő tudnunk, hogy valamennyi felsorolt hibát a keringő részecske mint periodikusan ismétlődő perturbációt érzi és ennek megfelelően a részecske olyan lengésbe jöhet az egyensúlyi pálya körül, amelynek amplitúdója egyre növekszik, tehát végeredményben a részecske az egyensúlyi pályát elhagyva a vákuumedény falára jut. Ha az egyes effektusokat közelebbről megvizsgáljuk, akkor az derül ki, hogy

a korábban látott stabilitási diagramm szerint stabilnak talált tartományon belül vannak veszélyes sávok, amelyekben ilyen rezonancia jelenségek lépnek fel és a pályák instabillá válnak. Ezek a sávok zárják közre az egészen kis, stabil tartományokat. Egy ilyen kis stabil tartományt mutat a 9. ábrán a fekete "káró". A váltakozó gradiensű gyorsító szerkesztésében éppen az a kényes feladat, hogy a kivitelnél az összes méretezéseket és az üzemi feltételeket rendkívül szigorú toleranciával kell betartani, hogy a gyorsító tényleges munkatartománya belül essék egy "stabil résztartományon" és ne érje el azt a határsávot, amelynél a berende-

	Szinkro- ciklotron Egyesült Atom- magkutató Moszkva	Szinkrotron			
		állandó gradiensű			váltakozó gradiensű CERN, Genf
		Birmingham	Cosmotron® B.N.L. New York	Egyesült Atommag- kutató Moszkva	
Maximális kin. energia	680 MeV	1.000 MeV	2.900 MeV	10.000 MeV	30.000 MeV
A pálya görb. sugara	(max. energián) 2,78 m	4,5 m	9 m	28 m	95 m
A pálya összes hossza	800 km	135.000 km	200.000 km	400.000 km	240.000 km
Kezdeti energia	0	460 keV	360 keV	7,5 MeV	50 MeV
Egy körpályán felvett energia	~ 7 keV	226 eV	1 keV	5 keV	38 x 2,3 keV
A mágneses tér max. intenzitása az egyensúlyi pályán	16.800 G	12.600 G	14.000 G	13.000 G	12.000 G
A mágneses tér gradiens-indexe (n) az egyensúlyi pályán	a sugárral nő	0,68	0,6	0,65	$992 \left(\frac{\Delta E}{E}\right) \sim 0,5\%$ szektorok száma: 114
A mágnesvas súlya	8.000 tonna	810 tonna	2.000 tonna	35.000 tonna	4.000 tonna
A mágneses tér növekedésének tartama	—	1 sec	1 sec	3,3 sec	1 sec
A proton-impulzus tartama	200 μ sec	3 msec	—	—	—
Az impulzusok ismétlődési periódusa	1/50 sec	10 sec	5 sec	12 sec	5 sec
A céltárgyra jutó áram	belül: 1 μ A kint: 10 ⁹ proton/sec	3.10 ⁹ proton/imp.	—	10 ⁹ -10 ¹⁰ proton/imp.	10 ⁹ proton/sec
A gyorsító tér frekvenciája	26 → 13 Mc	0,3 → 9,7 Mc	336 → 4,2 Mc	0,18 → 1,45 Mc	5 → 16 Mc (ν - 38. γ)
A vákuumedény keresztmetszete	—	10 x 40 cm ²	16 x 70 cm ²	40 x 200 cm ²	8 x 12 cm ²

zés, illetve a gyorsítás instabillá válik. Mindazonáltal a részletes számítások megmutatták, hogy az ilyen finom toleranciák betartása az egyes alkatелеmek kivitelezésében és az üzemi viszonyok stabilizálásában nem lehetetlen feladat. Ha ez megoldódik, akkor a váltakozó gradiensű gyorsítók sokkal gazdaságosabbak lesznek, mint a klasszikus gyorsítók. Néhány gyorsító adatait összehasonlítjuk az előző oldalon lévő táblázatban.

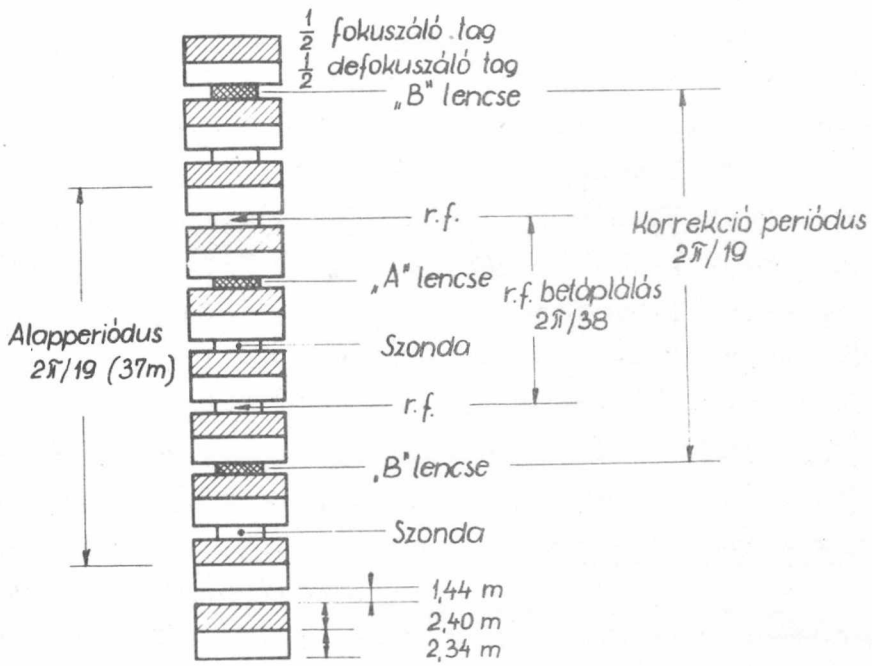
A genfi CERN^{*} 30.000 MeV-os protonszinkrotrona felépítésének tervezett vázlata a 11.ábrán, a mágnes keresztmetszete és a térintenzitás eloszlása az egyensúlyi pálya síkjában a 12.ábrán látható.

A 11.ábra mutatja, hogy az egyes - görbült - mágnes szakaszok között különböző célra szolgáló egyenes szakaszok vannak az előgyorsított részek belövésére, szondák benyújtására a rádiófrekvenciás energia és un. korrigáló lencsék számára. Egy ilyen korrigáló lencse vázlatát is láthatjuk a 11.ábrán. A négy pólusfelület keresztmetszete egy-egy egyenlőszáru hiperbola két-két ága. Az ilyen mágneses tér helyes intenzitás érték esetén nem zavarja az egyensúlyi pályán haladó részecskék mozgását, az egyensúlyi pályától eltérő pályán mozgó részecskék mozgására nézve periodikusan visszatérő zavarként hat. A lencse erőterének változtatásával a zavarok miatt fellépő lengések frekvenciája befolyásolható és így a "stabilitási diagramm"-ba berajzolható instabil zónák helyzete bizonyos határok között változtatható. Ennek az az eredménye, hogy a lencsék gerjesztésének a beállításával a stabilitási diagrammban lévő "káró"-k mozgathatók és egy "káró" a tényleges n_1, n_2 paraméterértékeknek megfelelő munkapontra vihető.

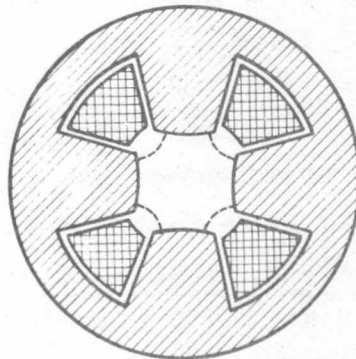
Érdemes hangsúlyozni, hogy a váltakozó gradiensű gyorsító felépítése a toleranciák oly szigorú betartását követeli meg, hogy néhány ezer MeV energiáig az állandó gradiensű berendezéssel szemben elérhető előnyök nem fizetődnek ki. 15-20 GeV fölött azonban már az előnyök igen nagyok. Érdekes példa erre a CERN által tervezett és építés alatt álló 30 GeV-es szinkrotron. A CERN a Berkeley-i kozmotron mintájára egy kb. 10 GeV-os protonnyalábot szolgáltató berendezést akart építeni. A 30 GeV-os energiára akkor

* Centre Européen pour la Recherche Nucléaire.

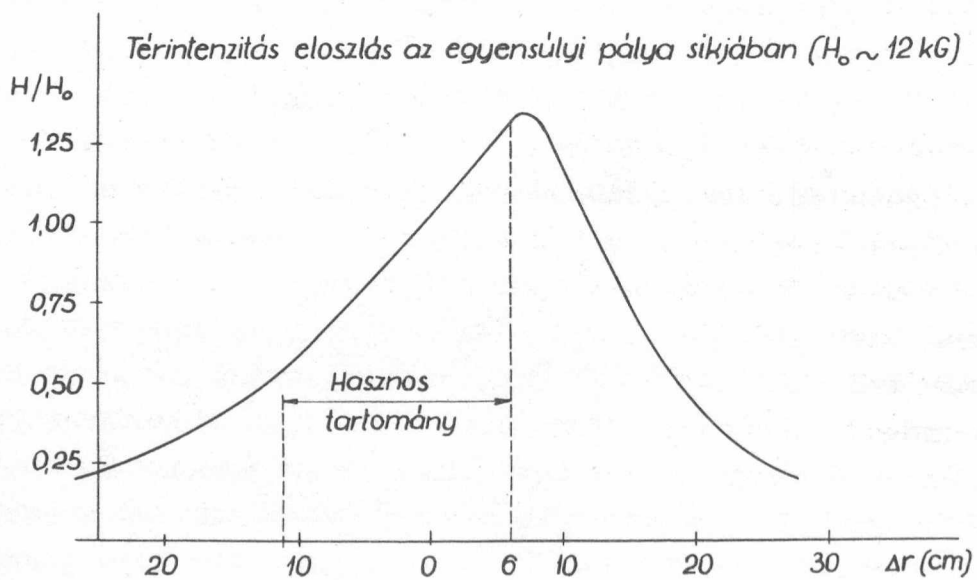
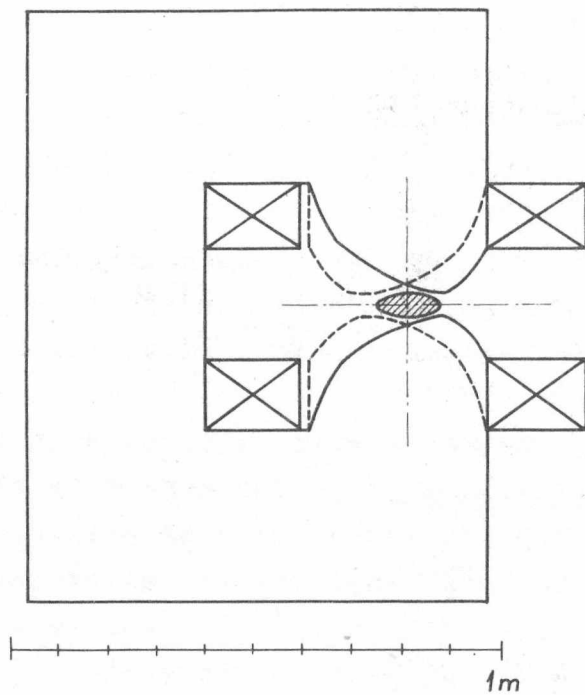
A CERN 30 GeV-es szinkrotronának
szerkezeti vázlata



Összes tagok száma: 114
($N = 228$)
 $n = 392$



11. ábra



12. ábra

gondoltak a CERN tervezői, amikor kiderült, hogy az energiának a meghatározása 10-15 % költségtöbblettel és sugárnyaláb intenzitás veszteség nélkül megoldható, ha az állandó gradiens helyett a változó gradiensre térnek át. Hogy a gyorsító geometriai méretei és az anyagfelhasználás mekkora, az az elmondott adatokból látható. Talán érdemes még hozzátenni, hogy mit jelent ez pénzben. A tervezők becslése szerint a mágnes és a hozzá tartozó energiaforrás 20,5 millió svájci frankba kerül. A rádiófrekvenciás berendezés a vákuumrendszer, a nagyenergiájú részeket belövő segédgyorsító és a kontroll berendezés összesen mintegy 13,5 millió frank értéket tesz ki. Ezzel természetesen a költségvetés nincsen kész. A gyorsító számára egy kb. 13,500 négyzetméter alapterületű épület komplexumra van szükség, több mint 17 millió svájci frank költséggel és a munkabérek, tervezés, szerelés, stb. 18 millió svájci frankba fog kerülni, úgyhogy a gyorsító végeredményben közel 70 millió svájci frankért készül el.

Mindezek után egyáltalán nem meglepő, hogy többfelé foglalkoznak olyan módszerek kidolgozásával, amelyek segítségével a költségek lényeges csökkentése mellett lehet az elérhető energiát növelni, illetve a már elért energiákon sokkal nagyobb intenzitású nyalábokat lehet előállítani. Az ilyen irányú kutatások lényegében véve kétfélék. Az egyik irányzat a gyorsítók ismert elveinek alapján olyan szerkezeti módosításokra törekszik, amely a kitűzött cél felé vezet. Tipikus példa erre Oliphant és iskolájának /Canberra, Ausztrália/ munkája, akik vasmag nélküli gyorsítók kifejlesztésével foglalkoznak. Ilyen módon a vasmag 20.000 gauss körüli térintenzitásoknál bekövetkező telítése nem korlátozza a térintenzitás növelését és akkor például egy nagyságrenddel megnövelve a térintenzitást, a gyorsító méretei adott maximális energia esetén lényegesen lecsökkennek.

A nyaláb intenzitásának nagy mértékű megnövelésére lehetőséget adna az, ha a szinkrociklotron impulzusüzeme helyett a relativisztikus tartományban is lehetne folytonos üzemű ciklotront építeni. Ez ugy érhető el, hogy a ciklotron radiális irányban kissé csökkenő, de azimutális irányban állandó mágneses tere helyett azimutális irányban periodikus mágneses teret létesítsünk. Ez a megoldás a mágnes méreteit nyilván nem csökkenti, sőt a megmunká-

lási lehetőségeket növeli, intenzitásban azonban nagyságrendekre menő nyereségre vezet.

A Szovjetunióban Veksler és munkatársai, valamint Budker és munkatársai a nagy energiák és nagy áramintenzitások elérésére a korábbiakban megismert elvek mellett alapvetően új lehetőségeket ismertek fel és várható, hogy vizsgálataik eredményeképpen egészen újszerű gyorsítóberendezések fognak megszületni. Ezekről a legújabb irányzatokról más alkalommal fogunk beszámolni.

Elhangzott az 1956.évi fizikus vándorgyűlésen.

AZ ELEKTROMÁGNESES HULLÁMOK OSZTÁLYÁNAK KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: FARAGÓ PÉTER

Mágneses terek precíziós mérése paramágneses rezonancia módszerrel

Irta: Kisdiné Koszó Éva és Turi László

Összefoglalás

Konstans mágneses terek nagy pontosságú 10^{-4} - 10^{-5} -es pontosságú/ mérését paramágneses rezonancia felhasználásával frekvenciamérésre vezethetjük vissza: a rezonancia frekvencia,

$$\nu = \frac{\gamma}{2\pi} B_0, \text{ ahol } \gamma_{\text{proton}} = 2\pi \cdot 4,2575 \cdot 10^3 \frac{1}{\text{sec.gauss}} \text{ ill.}$$

$\gamma_{\text{elektron}} = 2\pi \cdot 2,804 \cdot 10^6 \frac{1}{\text{sec.gauss}}$. Ismertetünk egy egyszerű, protonrezonancián alapuló rádiófrekvenciás, és egy mikrohullámu tartományban működő, elektronrezonanciát felhasználó mágneses tér-mérő berendezést.

Mágneses terek pontos mérése, mágnesek terének feltérképezése gyakran felmerülő probléma. Osztályunkon két témával kapcsolatban volt szükség pontos térmérés kidolgozására. A magnyomaték mérésnél az atommagok mágneses nyomatékának pontos meghatározása és jelalakvizsgálatok érdekében 10^{-4} -nél jobb térhomogenitást kellett biztosítani a mérendő és a protont tartalmazó referencia anyagminta egész területén. Ezért szükség volt a mágnes terének feltérképezésére. Az inhomogenitásokat a mágnes bélelésével sikerült a kívánt mértékre csökkenteni. [1][2]

Ugyancsak szükség volt pontos térmérésre a mikrohullámu körkörös gyorsító, a mikrotron építésénél. Körkörös gyorsítóknál a konstans mágneses tér kényszeríti körpályára a gyorsítandó részecskéket; a körpálya sugarát ill. a körülfutás idejét a mágneses tér szabja meg. A mágneses tér inhomogenitásai eltorzítják a részecskék pályáját és emiatt kedvezőtlen esetben nulláig is csökkenhet a gyorsítóból kivehető részecskeintenzitás. Ezért a gyorsító mágne-

ses terének még kis energiára készült, néhány pályás gyorsító esetén is legalább 1 %-ra homogénnek kell lennie.

A magnyomaték igen nagy pontosságot kívánó mérésénél csak a paramágneses rezonancia módszer jöhet számításba [3]. Ballisztikus galvanométerrel, vagy fluxméterrel mérve az elérhető /abszolút/ pontosság kb. 1/2 %, ezt a leolvasás pontatlanságán kívül a mérőtekerces menetfelületének meghatározási bizonytalansága szabja meg. Ezek a mérési módok egyébként is nehézkesek és lassúak. A forgótekerceses térmérés ennél kényelmesebb, de pontatlanabb is, a kb. 1 %-os pontosságot a feszültségmérés és a fordulatszám mérés pontossága határozza meg. Bizmutspirálissal mérve 2-3 %-nál nagyobb pontosság nem érhető el, mivel kicsi relativ ellenállás változást kell mérni. Paramágneses rezonancia módszerrel nem túl kicsi mérendő terek esetén $B \sim 10^3$ gauss/ $10^{-4} - 10^{-5}$ -es abszolút térmérési pontosság érhető el, mivel ez a módszer a térmérést frekvencia mérésre vezeti vissza.

A paramágneses rezonancia módszer elve röviden a következő: külső konstans mágneses térben egy elemi mágneses dipól /atommag vagy elektron mágneses momentuma/ kétféle energiaállapotban lehet, a két energianívó különbsége

$$\Delta E = g \frac{e\hbar}{2mc} B_0 \quad /1/$$

ahol g a giromágneses faktor, szabad elektronra nemrelativisztikus közelítésben 2, h a Planck állandó, $(\hbar = \frac{h}{2\pi})$, m a proton ill. elektron tömege.

Az állapotok betöltöttségét a Boltzmann törvény szabályozza:

$$\frac{N_1}{N_2} = e^{-\frac{\Delta E}{kT}} \simeq 1 - \gamma \frac{\hbar B_0}{kT} \quad /2/$$

ahol $\gamma = g \frac{e}{2mc}$, N_1 és N_2 az egyik, ill. másik energiaállapotban lévő elektronok száma. Az energiaátmenet valószínűsége annál nagyobb, minél jobban különbözik az N_1/N_2 hányados értéke 1-től.

Ilyen elemi mágneses dipólok rendszerét a ΔE energiakülönbségnek megfelelő

$$\nu = \frac{\Delta E}{h} \quad /3/$$

frekvenciájú elektromágneses hullámmal besugározva kvantumátmenetek jönnek létre. Az ezzel együtt járó elektromágneses energia abszorpció illetve emisszió észlelhető.

Az eddigiekből látható, hogy adott mágneses térben egy meghatározott frekvencián következik be energia abszorpció:

$$\nu = \frac{\gamma}{2\pi} B_0 \quad /4/$$

ahol ν a rezonancia frekvencia 1/sec-ban mérve

B_0 a mágneses indukció gaussban

$\gamma_{\text{proton}} = 2\pi \cdot 4,2575 \cdot 10^3 \frac{1}{\text{sec.gauss}}$ protonrezonanciát felhasználva, illetve

$\gamma_{\text{elektron}} = 2\pi \cdot 2,804 \cdot 10^6 \frac{1}{\text{sec.gauss}}$ elektronrezonancia esetén.

Proton rezonanciával /4/-nek megfelelően 200-20.000 gauss-os teret 85 kc/s - 85 Mc/s rádiófrekvenciás tartomány hidal át.

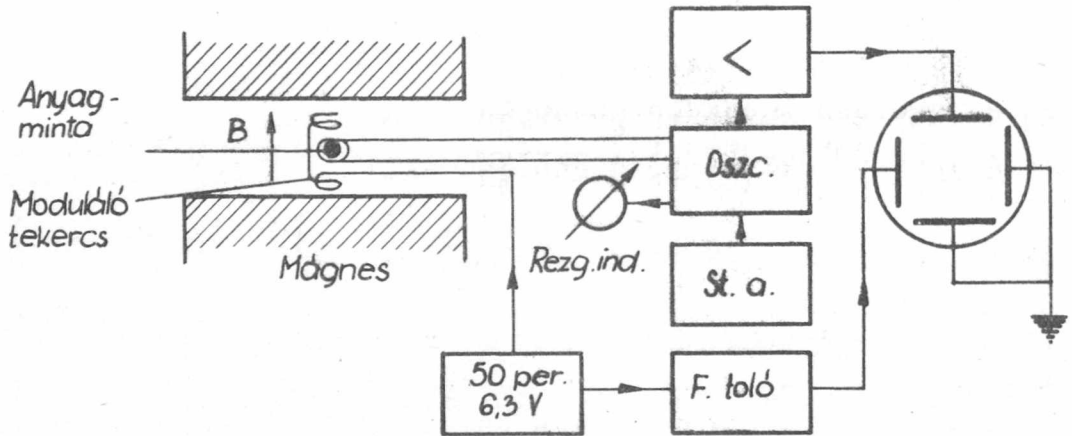
Elektron rezonanciát többek között szabad gyököt tartalmazó szerves vegyületekkel lehet előállítani. A szabad gyök - páratlan elektronspin - közel szabad elektronnak tekinthető. A proton és elektron tömegének viszonya arányában az elektron rezonanciafrekvenciája három nagyságrenddel nagyobb. Ezért jól használható 100 gaussnál kisebb terek mérésére /10-100 gauss \sim 28-280 Mc/s/ 1000 gauss körüli térerősséghez tartozó rezonanciafrekvencia már mikrohullámu, 10 cm hullámhossz körüli tartományba esik.

A rezonanciajel intenzitására vonatkozó becslést /2/ alapján végezhetjük el. A nivók betöltöttségének aránya függ a tömeg reciprokatól, ennek megfelelően proton rezonancia esetén jóval kisebb a jel intenzitása, mint elektronrezonancia esetén.

A jel saját szélessége protonok esetén kb. 0,1 gauss, elektron rezonancia esetén DPPH* vegyületet használva 1,4 gauss, függetlenül a konstans térerősség értékétől. Ez a saját jelszélesség erősen korlátozza 10 gauss körüli térerősségeknél a térmérés pontosságát. A térméréskor kapott jel félérték szélességét befolyásolja a külső konstans tér inhomogenitása is. Emiatt a jel kiszélesedik és ellaposodik. Ez akkor válik zavaróvá, ha az inhomogenitás oly nagy, hogy az anyagminta térfogatán belül a tér

* α α diphenyl - β picryl hydrazyl

változása a saját jelszélesség nagyságrendjébe esik. Ezért proton rezonanciával csak igen homogén terek mérhetők. Elektron rezonanciát használva a mérés inhomogenitásra kevésbé érzékeny, mivel egy nagyságrenddel nagyobb a saját jelszélessége és jóval kisebb anyagminta elegendő a méréshez.



1. ábra

Osztályunkon a paramágneses rezonancia mérés mindkét változata kidolgozásra került. A magnyomaték mérő mágnes terének fel-térképezésére protonjeles mérőberendezés készült, blokkdiagrammja az 1. ábrán látható.

Az oszcillátor rácsköri rezgőkörének tekercsében van a protonokat tartalmazó anyagminta /kb. $0,5 \text{ cm}^3$ víz lezárt üvegfiolában/. Rezonancia esetén az anyagminta energiát abszorbeál a tekercsből, az oszcilláció amplitúdója lecsökken. Ezt a jelet erősítés után oscillográfra visszük. A konstans mágneses teret kis amplitudóval / ~ 5 gauss/, hálózati 50 periódussal megmodulálva a kapott jel is 50 periódusu lesz és így könnyen erősíthető. Az elektronrezonanciát felhasználó mágneses termérő elvileg az előbbihez teljesen hasonló módon működik. A mágneses teret kis mértékben hálózati 50 periódussal modulálva minden egyes periódus alatt a konstans ν frekvenciának megfelelő B értéknél az anyagminta energiát abszorbeál, amit megfelelő berendezés segítségével ki lehet mutatni. Az általunk összeállított 10 cm hullámhosszon dolgozó mikrohullámu berendezés blokkdiagrammja a 2. ábrán látható.

Relativ térméréskor nagyobb, 5-lo gaussos modulációt alkalmazunk. Kis térerősség különbség mérésekor célszerű az oszcillográf ernyőjét ΔB -re kalibrálni és a jel viszonylagos elmozdulásából meghatározni a térkülönbséget. A kalibrálást egyszerűen úgy végezhetjük el, hogy az anyagmintát fix referencia helyen hagyva a frekvenciát változtatjuk és a jel elmozdulásához tartozó mért $\Delta \nu$ -ből számoljuk az ugyanakkora elmozduláshoz tartozó ΔB -t. A mérési pontosságot a jelmaximum helyének leolvasási pontossága korlátozza. A relativ mérés pontossága 5 gaussos moduláció esetén kb. $5 \cdot 10^{-4}$. Nagyon megnövelve a modulációt a pontosság csökken, ezért nagyobb térerősség-különbségek mérésekor nem a modulációt növeljük meg, hanem az oszcillátort hangoljuk el annyira, hogy a jel az eredeti helyére visszatérjen. Az elhangolás mértékéből ΔB számolható. A leolvasási pontosság itt ugyanakkora, mint az előző mérésnél. A mágneses tér időbeli változása miatt a referenciapontbeli térerősséget a mérés folyamán gyakran kell ellenőrizni. Ez az első módszernél könnyen véghezvihető, a másodiknál megnehezíti az, hogy az oszcillátor frekvenciáját változtatni kell. Két mérőberendezés segítségével ez az utóbbi hibalehetőség is kiküszöbölhető, amennyiben az egyik mérőfejet állandóan a referencia helyen tartva ellenőrizhetjük a tér időbeli változását. A két jelet egy oszcillográfra vive a két abszorpciós görbe fedésbe hozásával a leolvasási pontosság és ezzel a mérési pontosság is növelhető.

I r o d a l o m

- [1] P.Faragó, M.Gécs, J.Mertz; Nuovo Cim. X.1110 /1955/
- [2] Faragó P., Gécs M., KFKI Közl. III.5.szám, 468 /1955/
- [3] I.L.Symonds, Rep.Progr.Phys. 18, 83 /1955/
- [4] Gécs M, Horváth M, Mertz J. KFKI Közl. II.1.szám 91 /1954/

Érkezett 1957.márc.13.

KFKI Közlemények 5.évf. 2.szám, 1957.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYEI

OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

Az Atomfizikai Osztály 1 MV-os Van de Graaff generátora

Irta: Berkes István, Demeter István és Kostka Pál

Összefoglalás

Ismertetjük az Atomfizikai Osztály 1 MV-os szabadtéri Van de Graaff generátorának feszültségforrását és gyorsító részét. A generátorral elektronokat 200-800 keV energiára lehet gyorsítani. Az elérhető targetáram max. $40 \mu\text{A}$. A feszültséget hitelesített mágneses elhajlítóval $\pm 1,2 \%$ pontossággal mérjük. Az elhajlított elektronáram max. $8 \mu\text{A}$. Az elektronsugárral vákuumban és szabad levegőn végezhető kísérletek.

BEVEZETÉS

Az Atomfizikai Osztály 1 MV-os szabadtéri Van de Graaff generátora legelső kiviteli formájában 700 kV-os feszültségig a Soproni Műszaki Egyetem Elektrotechnikai Tanszékén működött. Ezzel a készülékkel ott 1951 decemberében a 440 kV -on bekövetkező $\text{Li}/p, \gamma/$ reakciót Dr. Simonyi Károly professzor vezetésével Magyarországon először Erő János, Schmidt György és Karlowits József állították elő [1]. Az első gyorsítócső hossza 2,5 m volt, az ionforrás földpotenciálon, a target nagyfeszültségen volt.

A generátort 1952-ben a KFKI Atomfizikai Osztályán építettük át. Itt a szigetelési magasság megnövelése és a generátornak magasabb teremben való elhelyezése azt eredményezte, hogy az üzemi feszültséget meg lehetett növelni, a gyorsítócső átépítése pedig azt, hogy a target földpotenciálra került és a fókuszált targetáram lényegesen megnőtt. A feszültség, illetőleg a részecskék energiájának mérése hitelesített mágneses eltérítéssel történik. Minthogy iongyorsításra az Osztályon egy 800 kV-os kaszkádgenerátor épült [2,3], ezt a generátort elektrongyorsításra kívántuk felhasználni.

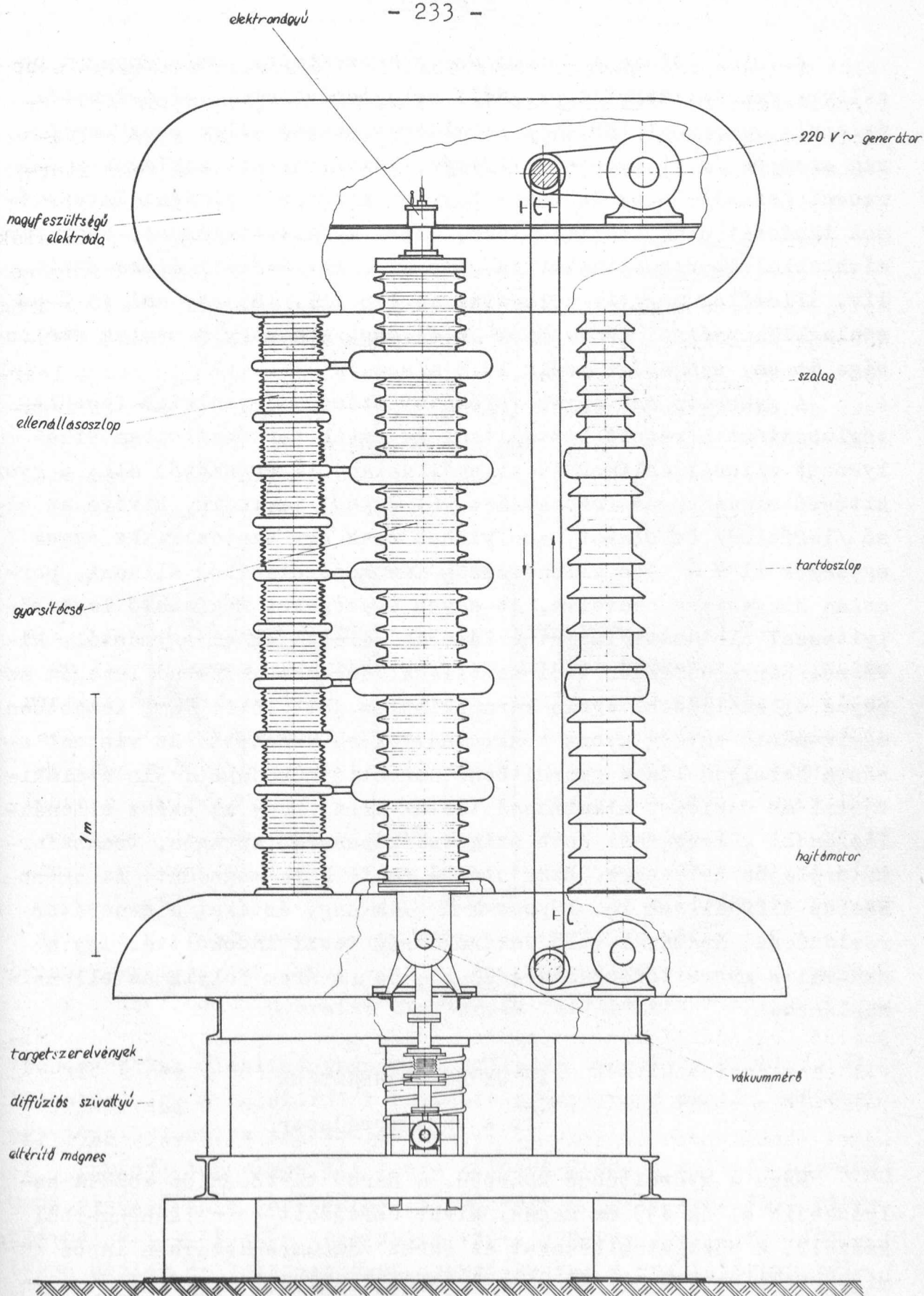
A generátor mostani formájában 1955 óta van üzemben. Kisebb targetárammal és nem kielégítően fókuszált nyalábbal már 1955 előtt is működtettük a generátort [4], azóta azonban a gyorsítócsövön változtatásokat tettünk. Ennek következtében a generátorból 150-800 keV energiájú elektronok nyerhetők, melyek fékezési sugárzás előállítására használhatók, vagy pedig elektronsugár alakjában vákuumedényben, vagy Al ablakon keresztül a szabad levegőre hozva, a kísérletezés céljait szolgálják. A fókuszált elektronáram ebben a feszültségintervallumban a gyorsítócső alján 0-40 μ A között változtatható, 90°-os mágneses eltérítés után 6-8 μ A. A leérkező nyaláb átmérője beállítástól függően 2-3 mm. Az energiaingadozás a beállított érték körül kisebb, mint $\pm 1\%$.

Nézzük most részleteiben a generátor felépítését, vákuum- és elektronoptikai rendszerét, valamint mágneses eltérítését.

I. NAGYFESZÜLTSGÜ RÉSZ

A nagyfeszültségű elektródát az 1. ábra szerint három 2,2 m magas porcelánoszplo tartja. Ezek közül az egyik oszlop azt az osztóellenállást tartalmazza, amely a gyorsítóelektródák számára szükséges feszültséget állítja be. Ezen három oszlop között helyezkedik el a gyorsítócső. Ez az elrendezés, továbbá a nagyfeszültségű elektródának az 1. ábrán látható lapos kivitele elősegíti, hogy a potenciál egyenletesen oszolják meg a szalag mentén, mely így némiképpen árnyékolva van a terem földpotenciálu falai, berendezései előtt.

A generátor összmagassága 4,45 m, a terem magassága pedig 7,8 m. Így az elérhető üresjárási feszültség, melyet még gyorsítócső nélkül mértünk, körülbelül 1 MV volt. Ezt a feszültséget a szélső /ellenállás-/ tartóoszlop legömbölyítései korlátozták, mivel ennél a feszültségnél nagymérvű koronakisülés révén a teremfal felé a veszteségek erősen megnöttek. Ilyenkor a nagyfeszültséget szabályozó, motorikus mozgatással közelíthető vagy távolítható tücsucs már nem szabályozza a feszültséget, mert szerepét átvették ezek a lekerekítések. Ugyanakkor azonban ez a feszültség közeljár a nagyfeszültségű elektróda által szabott határfeszültséghez is, mivel ennek lekerekítési sugara 37,5 cm.



1. ábra A gyorsítóberendezés elrendezési rajza

Az első időben a Sopronban is használatos szalaganyagot használtuk: vanrishlakkal impregnált selyemszövetet. A végtelenítés átlapolt varrással történt. Ez ellen a szalag ellen csak tartósság szempontjából lehetett kifogás. Végtelenített szalagot a Debreceni Kossuth Lajos Tudomány Egyetem Kisérleti Fizikai Intézetének tanácsai után készítettünk, azzal a változtatással, hogy vanishlakkal impregnáltattuk. A generátor rövidzárási árama pozitív, illetőleg negatív polaritásban 175 ill. $185 \mu A$, ami 43% -os szalagkihasználási tényezőnek felel meg, minthogy a szalag szélessége 50 cm, sebessége pedig $16,3$ m/sec.

A gyorsító cső egyes fokozatai számára egyenletes feszültségelosztást hivatott biztosítani az egyik tartóoszlopban elhelyezett ellenálláslánc. Az ellenálláslánc 11 egységből áll; a gyorsítócső mindenegyes fokozatához két egység tartozik, kivéve az első /legfelső/ fokozatot, amelyikhez csak egy tartozik. Az egyes egységek $11 M \Omega$ -os ellenállások lánckapcsolásából állanak, porcelán hengerekre csévélve. Az egyes egységeket megfelelő legömbölyítéssel ellátott aluminium tárcsák választják el egymástól, kívülről porcelánhenger védi az ellenállásláncot. Szabad levegőn az egyes ellenállások végein koronakisülés jött létre, ami kezdetben egyik-másik egység gyors tönkremenetelére vezetett. Ez viszont erősen befolyásolta a gyorsítócső normális működését. Kis átalakítással az oszlopot alkalmassá tettük arra, hogy az egész ellenállásláncot a levegőnél jobb szigetelőképeségű anyagba, transzformátorolajba helyezzük. Ezek után a fenti hiba megszűnt. Az egész oszlop ellenállása kb. $17,000 M \Omega$. A nagy értéket a generátor rövidzárási áramával való takarékoság teszi indokolttá. Így a maximális gyorsítófeszültségnél kb. $50 \mu A$ áram folyik az ellenállásláncban.

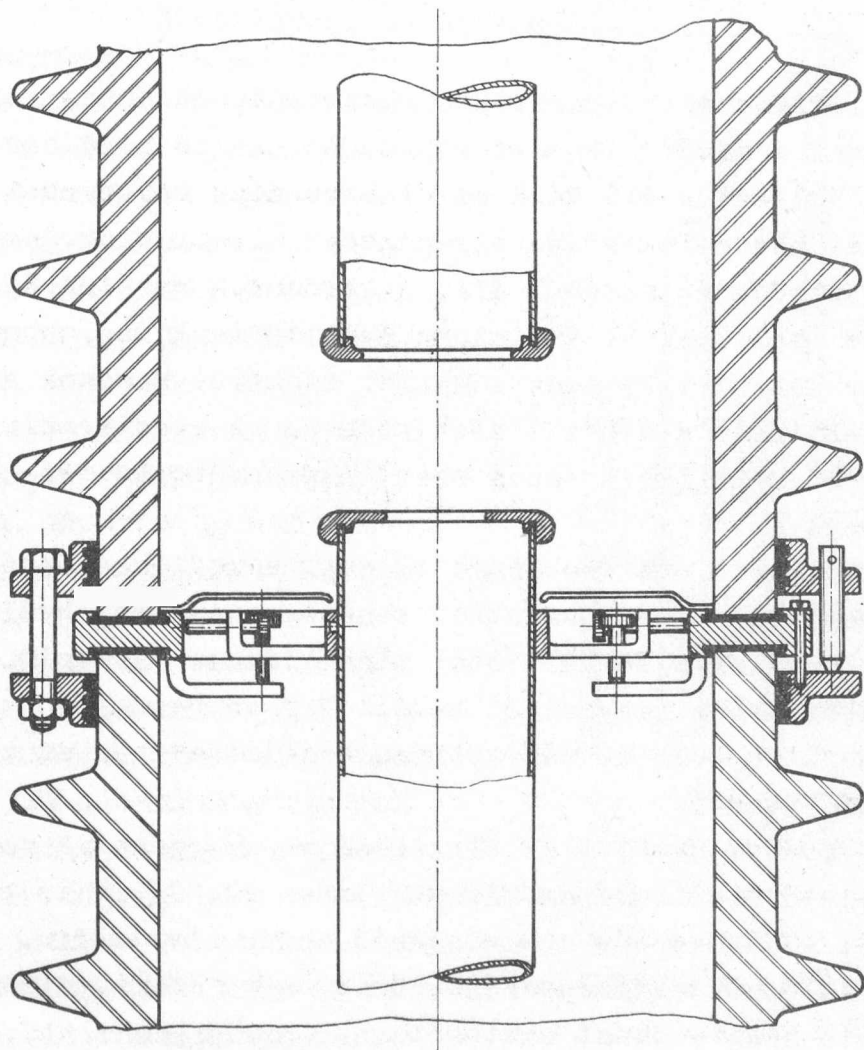
II. GYORSÍTÓ RENDSZER

1. A vákuumrendszer

Maga a gyorsítócső közepén, a három tartóoszlop között helyezkedik el és 435 mm magas, kívül bordázott porcelánhengerből készült. A vákuumtömítéseket az egész vákuumrendszerben lapos gumigyűrűk alkotják. A vákuumra történő leszívást a cső alsó végén alkalmazott oldalcsonkon keresztül végezzük, melyhez 1500 l/sec

7-330

szívósebességű olajdiffúziós szivattyú csatlakozik. A gyorsítócső hengeres szigetelőporcelánjai egy-egy közgyűrűvel csatlakoznak, melyek hornyukban a tömítőgyűrűket tartják. Ugyancsak ezek a közgyűrűk tartják a gyorsítóelektrodákat is /2.ábra/. Utóbbiak álli-



2.ábra
Gyorsító elektródák felfogása

tócsavarokkal oldalirányban és függőleges tengelyük körül is állíthatók. Így az elektródák az egész gyorsítócső mentén pontosan egy tengelyvonalba állíthatók be.

Erre a tengelybe állításra különös gonddal kellett ügyelni, mert ettől függ a targetáram. Külön erre a célra készített számmal állítottuk be az elektródákat. Fontos, hogy a gumitömítések utólag ne tudjanak összenyomódásukkal a beállításban változtatásokat okozni, ezért a beállítást támasztócsavarokkal biztosítottuk.

A vákuummérés a gyorsítócső és a leszívócsonk csatlakozásánál történik. Itt Penning-rendszerű vákuummérőt használunk. 10^{-5} Hgmm-nél jobb vákuum érhető el a rendszerben.

2. Az elektronágyu és gyorsítócső

Az elektronokat szolgáltató elektronágyut a nagyfeszültségű elektródában, a működtetéséhez szükséges összes segédberendezésekkel együtt helyeztük el. Maga az elektronágyu egyszerű kivitelű: az elterjedt háromelektrodás elrendezést alkalmaztuk, amely katód, Wehnelt-elektroda és anódból áll. A katód 0,2 mm átmérőjű tóriumos wolfram szál, melyet V alakban hajlítottunk meg, hogy pontoszerű sugárforrást biztosítsunk a nyaláb számára. Magának a nyalábnak a kialakítását a Wehnelt elektroda és az anód végzi. Ezeknek a 2 mm átmérőjű nyílásai éppen ezért igen pontosan fedésben kell hogy legyenek.

Hosszu ideig sok problémát okozott a szál beállítása, ami-re igen kényes az egész fókuszáló rendszer. A nehéz beállítás mellett az esetleg elmozdult szál utánállítása sem volt lehetséges. A gyakorlatban nagyon jól bevált egy gömbcsuklós szálbefogó, amelynek segítségével a szál gyorsan beállítható és szükség szerint utánaállítható.

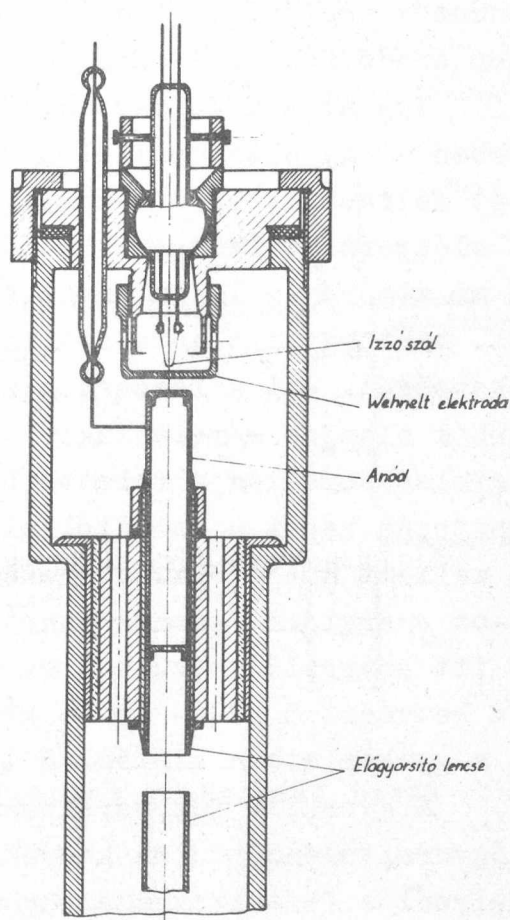
Nagy gondot okozott az elektronágyu anódjának a melegedése, amely a rájutó elektronáram következtében kb. 2-3 W teljesítményt disszipált. A hőszugárzás nem elegendő ennek elvitelére. Mivel a tartószigetelő hővezetőképessége rossz, arra törekedtünk, hogy nagyfelületű hőelvezetést biztosítsunk, amely a gyakorlatban nagyon jól bevált. /3.ábra/

A gyorsítócsőnek nemcsak az a szerepe, hogy a keresztülhaladó elektronoknak a gyorsítófeszültségnek megfelelő energiát juttassa, hanem az is, hogy az elektronok nyalábban maradását biztosítsa. Így a katód után következő legkisebb nyalábkeresztmetszetet, a kereszteződést /cross over/ kell leképezni a targetre. A gyorsítást hengeres elektródákból álló gyorsítólencsék sorozatával oldottuk meg. Ez kényelmes lehetőséget nyújtott, hogy egyenletes lépésekben növeljük az elektronok energiáját, és egyben biztosítsuk a nyaláb fókuszáltságát is. A gyorsítócsőnek ez a megvalósítása az egyes elektródák feszültségét beállító ohmos osztó-

ellenállásnak is egyszerű kivített biztosított és nem tartalmaz túlságosan sok vákuumtömítési helyet sem.

A nagyfeszültséget 6 gyorsító-lencse között osztottuk meg, ezek egymás között egyenletes feszültségkülönbséggel rendelkeznek, kivéve a legfelső lencsét, melyre csak félfeszültség jut. Így 800 kV esetén egy lencsére kb. 145 kV jut, az elsőre kb. 70 kV. 145 kV-ra kényelmesen készíthető átütés szempontjából kielégítő elrendezés. Ezért a gyorsítóelektródák hengereit olyan külön ráillesztett, fényesre polírozott záródarabbal láttuk el, melyek nagyfeszültség szempontjából egymásfelé lehetőleg sík felületeket és gondos lekerekítéseket mutatnak. A gyorsítóelektródák kiképzése azonban olyan, hogy a tengelyből kiszóródó, félremenő részecskék továbbjutását lehetőleg akadályozza. Ezt a kiviteli formát a 2. ábrán láthatjuk. A lencsék méretei: 40 ill. 60 mm-es átmérők és 60 mm-es elektródatávolságok.

Az első gyorsító-lencse a legerősebb, mivel ezen a legnagyobb a feszültségviszony a belépő és kilépő részecskék között, hiszen a belépés lényegében az elektronágyu feszültségével történik. Egy túlságosan erős lencse azonban $U_2/U_1 = 10 \sim 20$ esetén/kevással a lencse után a keresztvezés leképzését adja, amit az utána következő sokkal gyengébb lencsék, melyek



3. ábra
Elektronágyu

tehát
$$\frac{U_{n+1}}{U_n} = \frac{n+1}{n} \quad /n = 1, 2, \dots, 6/$$

$$\frac{U_{n+1}}{U_n} \leq 2$$
 feszültségviszonnyal rendelkeznek, biztosan nem tudnának leképezni a targetre a lehetséges geometriai el-

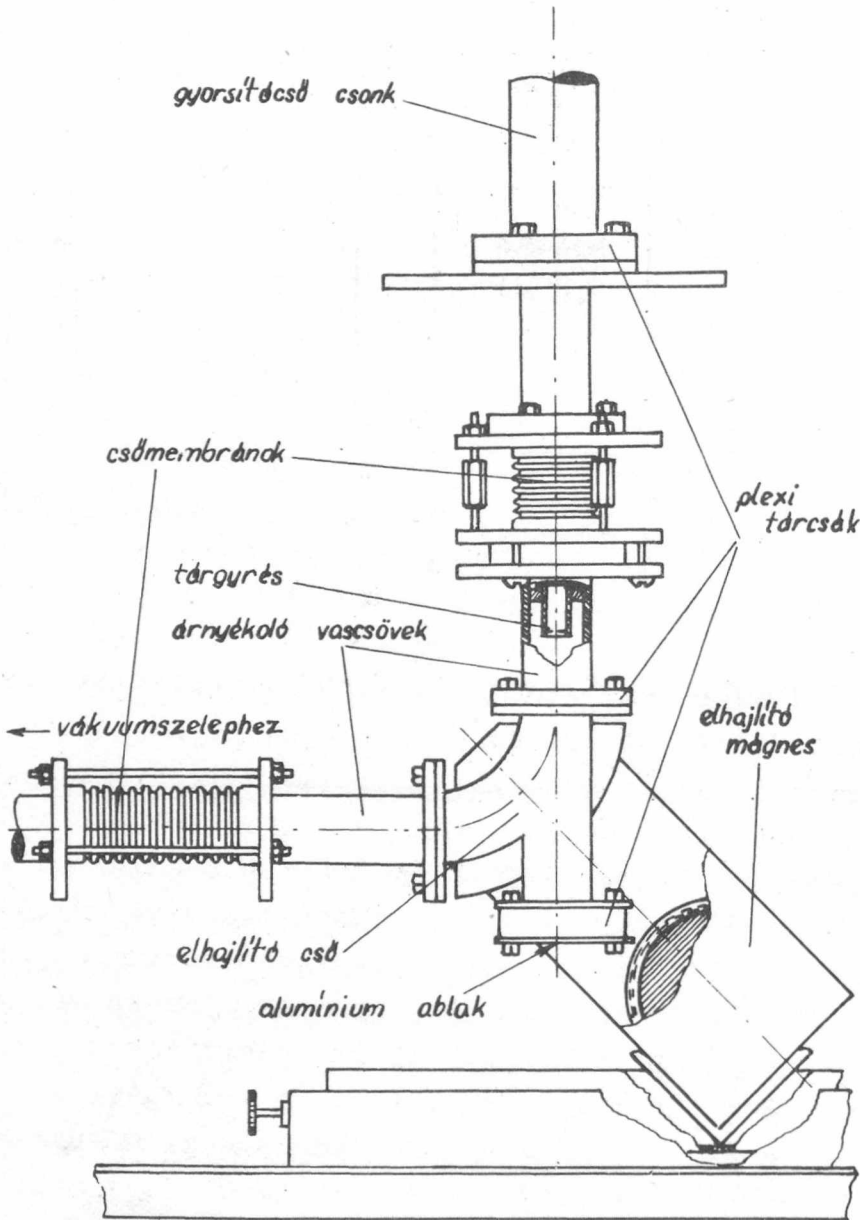
rendezés esetén, mert a legelső lencse az utána következő rendszer eredő fókusz távolságán belül adna képet.

Igy az a megoldás látszott kényelmesnek, hogy kisebb lépésekben - egy előgyorsító lencse közbeiktatásával és az első lencsét félfeszültségre kapcsolva - gyorsítsuk fel a részecskéket. Ez az előgyorsító lencse a katódtól 10 cm-re helyezkedik el, és két 10 mm átmérőjű, 10 mm távolságban elhelyezkedő hengerpalástból áll. Minthogy itt az elektronok még nem nyertek relativisztikus sebességet, ezt a lencsét a Spangenberg és Field [5] által mért görbék alapján méreteztük. Ez a lencse valamivel a gyorsítócső legfelső porcelánja felett, $U_2/U_1 = 5$ viszony mellett adja a keresztvezés képét a katódtól mintegy 20 cm távolságban. Így a 2-3 kV mellett működő katódlencse után az elektronok körülbelül 10 kV-os energiára tesznek szert, mielőtt a gyorsítócsőhöz jutnak. Az itt szereplő feszültségek kényelmesen előállíthatók. A biztonság kedvéért 5 kV-os és 15 kV-os feszültségforrásokat építettünk. Ez a gyakorlatban kielégítő is volt.

A gyorsító lencserendszerében a leglényegesebb szerepet az előgyorsító lencse után közvetlenül következő első lencse játssza, amelynél a feszültségviszony a legnagyobb és az elektronok energiája még viszonylag kicsi. Az egész gyorsítócső 6 egymástól elkülönített, tehát egymás felé áthatást nem mutató lencséből áll. Ezeknek leképzési tulajdonságaira nézve becsléseket végeztünk Hanson és Webster [6] cikke alapján, melyben a relativisztikus sebességeknél történő fókuszálást tárgyalják. A gyorsítócső, mint leképző rendszer, leképzést ad a keresztvezésről a targetre. Ez a tapasztalattal teljesen egyezik és - mint ahogy már említettük - 2 ~ 3 mm átmérőjű targetfoltot eredményez. A fókuszálási viszonyok pedig 150 kV és 800 kV között egyformán jók.

A nagyfeszültségű elektródában különféle segédberendezések is nyertek elhelyezést. Így az 5 kV-os és 15 kV-os feszültségforrások, táplálásukra pedig egy váltóáramu hálózatot szolgáltató generátor, melyet a szalag maga hajt. Ez szolgáltatja az elektronágyu izzószálának fűtését is. A Wehnelt elektróda feszültségforrása is ott helyezkedik el, mely változtatható és ezzel az elektronáram is szabályozható /4. ábra/. Az elektródában lévő szerelvények beállítása a távolabb elhelyezkedő kapcsolóasztaltól történik előfeszített műanyagvezetők segítségével.

függőleges csőcsonkot lezáró tárcsa közepén elhelyezett 1 cm átmérőjű 0,1 mm vastagságú alumínium ablakon át az elektronnyaláb a szabadba hozható és fölhasználható.



5. ábra
Targetszerelvények

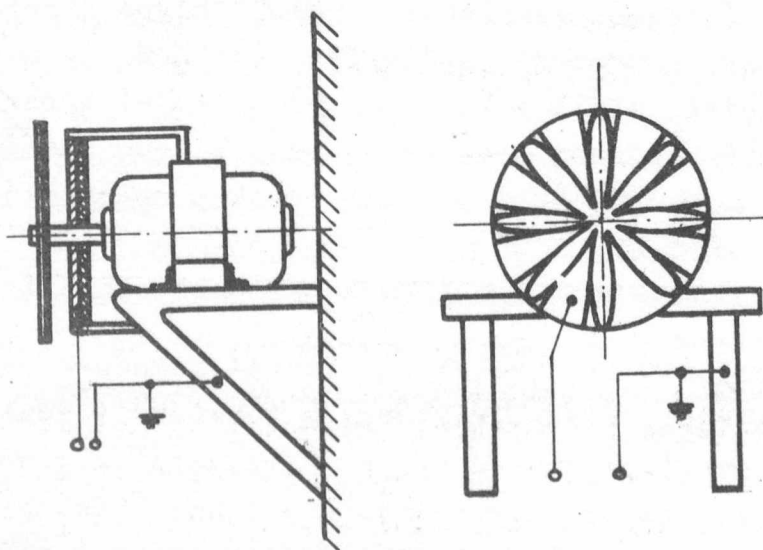
A függőleges csőcsonkon érkező elektronnyalábot nagyrendszámú anyagon ütköztetve fékezési sugárzás nyerhető. Nagyintenzitású fékezési sugárzás előállításához azonban a csőmembrán alatti részt ki kell cserélni speciális céltárgyra, mert az előzőekben említett tárgyrés az elektronáram 50-60 %-át leszedi.

III. FESZÜLTSEGMÉRÉS

A gyorsított elektronok energiáját /impulzusát/ közvetlenül azok elektromos /mágneses/ térben való elhajlításával mérhetjük. A generátor konstrukciójából látható, hogy a szál a felső elektróda potenciálján van, ezért az elektróda feszültsége a töltéssel szorozva a gyorsított részek energiáját, szolgáltatja. A szabad-téri generátor feszültsége 1 %-on belül nem stabilizálható, ezért nincs értelme a méréstől sem nagyobb pontosságot megkövetelnünk. Alábbiakban az általunk alkalmazott feszültségmérési módokat ismertetjük.

1. Nagyfeszültség közvetlen mérése

A./ A generátor osztó-ellenállásláncát kis feszültségnél /tagonként 15-20 kV/ hitelesítjük. Ezzel a generátor feszültségét 150-200 kV körüli értéknél mérhetjük. Más feszültség mérésére a láncot azért nem használhatjuk, mert a 11 M Ω -os ellenállások, amikből a lánc felépül, nem lineárisak. Üzem közben az osztólánc árama megváltozik azért is, mert a gyorsított elektronok egy része az elektródákra jutva megnöveli a láncon folyó áramot, s így az a feszültség ellenőrzésére nem alkalmas. A mérés pontossága a 15-20 kV mérésének pontosságával kb. egyenlő.



6. ábra
Rotációs térmérő

B./ A feszültséget - pontosabban az azzal arányos villamos térerősséget - üzemközben folyamatosan rotációs termérővel mérjük /6.ábra/. Előnye, hogy a mérés nem hat vissza a generátorra, nem terheli azt le. A rotációs termérő konstans áramu generátor. Az állórész lemezein tiszta szinuszos indukció változást feltételezve - amit a forgórész lamelláinak lemniszkáta alakú kiképzésével érhetünk el, - az áram csucsertéke

$$I = 2 \pi \epsilon_0 A f E$$

ahol E a villamos térerősség, A az állórész-lamellák összfelülete, f a jel frekvenciája, ϵ_0 a vákuum abszolút dielektromos állandója. Ha a rotációs termérőt n /perc fordulatszámú motorral forgatjuk és " l " a lamellák száma; $f = (n/60) \cdot l$. $f = 50$ -et nem célszerű alkalmazni, mert a kis jelet erősen zavarná a mindenütt jelenlévő 50 periodusu zavar.

A hálózati feszültség frekvenciája azonban sajnos nem stabil, így a termérő hibásan mérhet. Ennek kiküszöbölése végett a termérő áramkörét kondenzátorral zárjuk, a kondenzátoron lévő feszültséget csővoltmérőre kapcsoljuk [7]. A csővoltmérőn mérhető jelfeszültség

$$U = \frac{J}{\omega C} = \frac{\epsilon_0 A}{C} E$$

független a frekvenciától.

A térerősségből nem lehet a feszültségre számítással következtetni, s így a műszert elméletileg kalibrálni, minthogy a bonyolult geometria miatt $E(\vec{r})$ nem ismert. A jel térerősségfüggésének linearitása azonban megengedi, hogy kisebb feszültségen hitelesítsük a termérőt s az így nyert értéket extrapoláljuk.

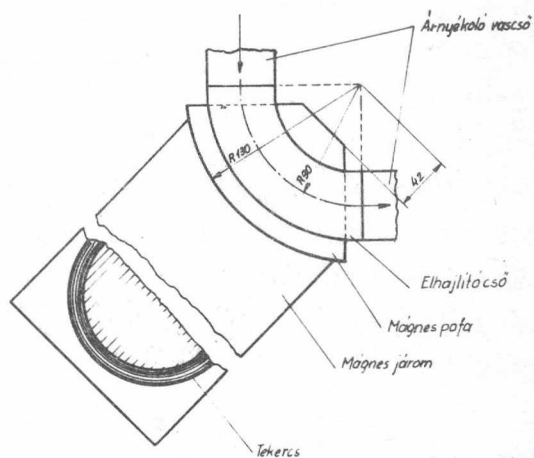
2. Gyorsított elektronok mágneses elhajlítása

A gyorsított elektronok impulzusát mágneses elhajlítással egyszerűen mérhetjük meg. Minthogy a tervbevett Coulomb-szórási kísérletek elvégzéséhez szükséges szórókamrát a generátor alatt nem lehet elhelyezni, célszerű 90° -os elhajlítást alkalmazni. Így az elhajlitott elektronok kihozhatók a generátor alól.

A./ Mágnes-konstrukció. A költség és időtakarékosagra való tekintettel az elhajlitó mágnes járma egy régi gőzgép forgattyu-

tengelydarabjából készült. A méretek kb. 8-10 cm elhajlítási sugarat tettek lehetővé. Ennek megfelelően választottuk a 7. ábrán látható elrendezést. A pofák közti légréstávolság 21,2 mm.

A kész mágnes terének kimérése után az elhajlítás sugarát 9 cm-nek választottuk; így futnak leghomogénebb térben az elektromok. Az előzetes tervezésnél a szórt tér hatását 0,7.k.pólusmeghosszabbítással vettük figyelembe, ahol k a pólustávolság. Az alkalmazott kis indukció miatt a külső zavaró terek kiküszöbölése végett árnyékoló vascsövet is használtunk. Ez természetesen módosította a szórt tér eloszlását, amit utólag vettünk figyelembe.



7. ábra
Eltérítő mágnes

B./ Mágneses tér mérése. A tér mérésére indukciós tekercset készítettünk. A fluxusváltozást a tekercsnek a térből történő ki-rántásával lehet elérni. A méréshatár változtatása a galvanométer mérőkörébe iktatott 1000, 3000 és 10,000 ohmos előtétellenállással történt.

A galvanométer ballisztikus állandóját normál kondenzátor kisütésével mindhárom méréshatárra meghatároztuk. A mérés reprodukálhatósága 0,2-0,3 %-os. A 3000 ohmos előtételnél 16-25 cm kitérés esetén $k_{3000} = 21,2 \pm 0,2$ Gs/cm.

Az egész termérő rendszert /galvanométer, előtétellenállás, mérőtekercs/ a KFKI Elektromágneses Hullámok Osztályán lévő nagyomaték mérő berendezéssel hitelesítettük. A mágneses térre vonatkozó ballisztikus állandó így gyakorlatilag a ballisztikus galvanométer mérési reprodukálhatóságával egyező pontossággal adódik, ugyanabban az elrendezésben, amellyel a tényleges mérés is történik. Ebből $k_{3000} = 21,03$ Gs/cm ami az előző módszerrel meghatározottal a mérési pontosságon belül egyezik.

C./ Hitelesítés rádióaktív preparátummal. A mágneses eltérítő legpontosabban radioaktív anyagok vonalas energiaspektrumával hitelesíthető. Az 1 MeV-ig terjedő energiatartományban Mitchell több standardként használható belső konverziós vonalat ad meg [9].

Au^{198} a szükséges mennyiségben /20-30 mikrocurie/ nem állt rendelkezésre és az Atomfizikai Osztályon lévő kaszkádgenerátorral is, csak igen nagy mennyiségű arany felhasználásával lett volna előállítható, ezért nem jöhetett számításba. Co^{60} -ból - kis konverziós tényezője miatt - nagy aktivitású preparátumra lenne szükség. Különösen alkalmas a Cs^{137} , mert elég nagy a konverziós tényezője és a konverziós vonal alatt nincs lényeges intenzitású folytonos β spektrum. A hosszú felezési idő kényelmessé teszi a vele való mérést. A Debreceni Kossuth Lajos Tudományegyetem Általános és Fizikai Kémiai Intézetében lévő kb. 0,5 mC radiothorium preparátummal a Th.B F-vonala is hozzáférhető volt a mérés számára.

A forrásként használt Cs^{137} -et CsCl, a ThB-t $\text{Pb}/\text{NO}_3/2$ vizes oldatában styroflex fóliára csepegtettük, majd bepároltuk. A folt elé helyezett 0,4 mm széles rés szabta meg a forrásszélességet.

Az elhajlitott elektronokat a Radiológiai Osztályon készült végablakos GM-csővel detektáltuk. A GM-cső töltése 24 cm nyomású, így atmoszféra nyomáson és vákuumba helyezve egyaránt használható. Ablakabszorpció 200 keV fölött nem jelentős, ezért a Cs^{137} konverziós vonalának mérését nem zavarta.

A spektrum felvétele a mágneses tér változtatásával történt. A detektorba jutó elektronok tehát ugyanazon a pályán haladnak végig. Az un. extrapolált felbontóképesség /8.ábra/ a szórt tér elhanyagolásával:

$$\left| \frac{\Delta B}{B} \right| = \left| \frac{\Delta r}{r} \right| \geq \frac{d_1}{l''+r} + 2 \left[\frac{l''}{r} \frac{d_2}{l''+r} + \frac{\alpha^2}{2} \frac{1 + \left(\frac{l''}{r} \right)^2}{1 + \frac{l''}{r}} + \frac{\beta^2}{2} \right]$$

A félértékszélességben mért felbontóképesség:

$$S_{1/2} = \frac{d_1}{l''+r} + \frac{l''}{r} \frac{d^2}{l''+r} + \frac{\alpha^2}{2} \frac{1 + \left(\frac{l''}{r} \right)^2}{1 + \frac{l''}{r}} + \frac{\beta^2}{2}$$

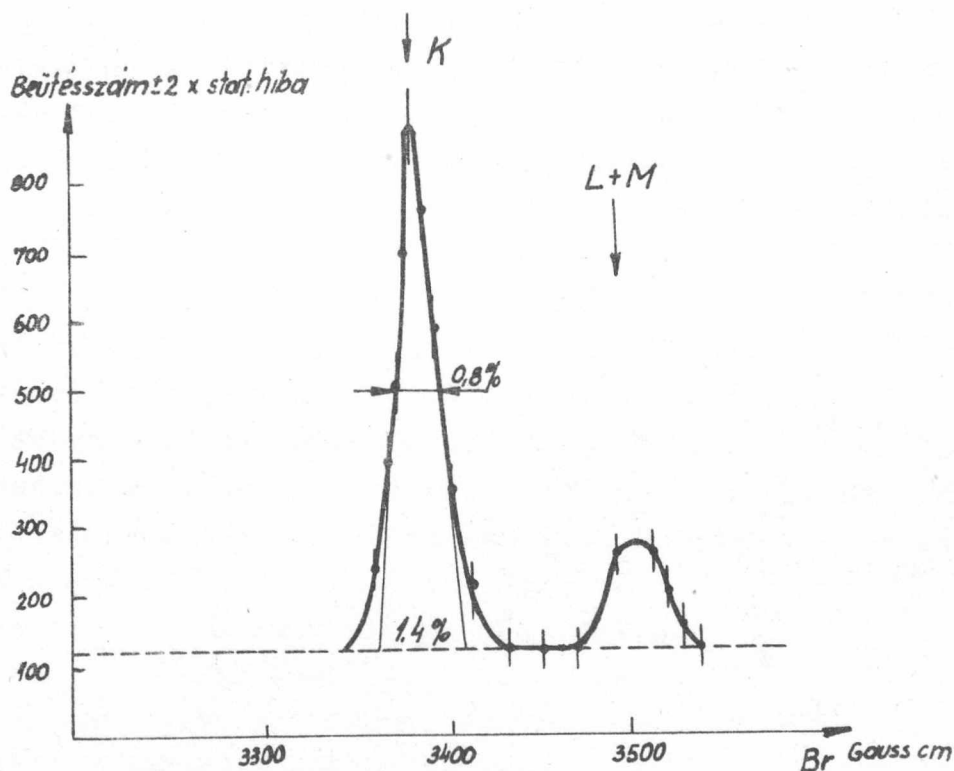
ahol B az alkalmazott térintenzitás, d_2 a forrás, d_1 a detektor előtti rés szélessége, r az elhajlítás sugara, l'' a képtávolság,

α a belépés félnyílásszöge, β a középsiktól való eltérés maximális szöge. Elrendezésüknél a forrástávolság 13,5 cm, a detektoros távolsága 6 cm volt az idealizált pólusszegélytől mérve. A rések beállításával $\alpha = 2,78 \cdot 10^{-2}$, $\beta = 1,2 \cdot 10^{-2}$. A detektor előtti rés 1 mm-es volt. Az extrapolált felbontóképesség tehát

$\frac{\Delta r}{r} = 1,1 \%$, a félértékszélesség $S_{1/2} = 0,87 \%$. Az elhajlító transzmissziója

$$T = \frac{\alpha\beta}{\pi} \sim 10^{-4}$$

ami igen kicsi; ennek azonban a generátornál - ahol gyakorlatilag parallel, fókuszált nyalábbal dolgozunk - semmilyen jelentősége sincs.



8. ábra
Cs¹³⁷ konverziós vonala

A megfelelő felbontóképességet lényegileg α értékének kicsire választásával értük el; α nagy értékénél ui. a szórt tér defokuszáló hatása következtében a felbontóképesség sokkal rosszabb volt a számítottnál. Végző beállításban a mérés szerint /8. ábra/:

$$\frac{\Delta r}{r} = \frac{\Delta B}{B} \geq 1,4 \pm 0,4 \% \quad S_{1/2} = 0,8 \pm 0,2 \%$$

ami a fentebb kiszámítottal egyezik. A 8. ábrán a K és L+M vonalak élesen elkülönülnek. A K és L+M vonalak távolsága a számítással egyezésben 3,2 %-nak adódott. Az L és M vonalak 0,5 %-ra lévén egymástól, ezzel az elhajlítóval nem bonthatók fel.
7-330

Az elhajlító abszolút hitelesítése végső fokon tehát ennek a mérésnek az alapján történik. A 8. ábrán a baloldali ág felső végződéséhez tartozó ballisztikus galvanométer értéket a 3381,3 Gs cm impulzusnak feleltettük meg. Az elhajlítórendszer többszöri szétszerelése és összeállítása a mérés pontosságán belül kimutatható reprodukálhatatlanságot nem okozott.

Térmérőtekercs ballisztikus állandóját az előzőekben leírt módon már meghatároztuk. Ebből a mágneses tér a vonal helyén 4000 Gs-nek adódott. A 3381,3 Gs cm és 9 cm elhajtási sugárból viszont csak 3760 Gs-nak szabadna lennie. A $6,5 + 1,0$ %-os eltérés oka részben a szórt tér árnyékolásában keresendő. A szórt tér pontos ismeretében ezt az eltérést számítással is meghatározhatjuk [10]. A számítás $7,6 \pm 0,5$ %-ot ad.

A Cs¹³⁷-el végzett hitelesítést a ThB F-vonalával ellenőriztük.

A generátorhoz szerelve a tárgy és kép helyzete fordított, így ott $l'' = 13,5$ cm. A tárgyoldali rés méretét is nagyobbra kell választani, mert 0,4 mm széles résbe nem tudjuk a generátor áramát befokuszálni; ezért $d_2 = 1$ mm. Ebből a felbontóképességek

$$\frac{\Delta B}{B} \geq 2,5 \pm 0,4\% \quad S_{1/2} = 1,5 \pm 0,2\%$$

3. Különböző feszültségmérési módok összehasonlítása

A rotációs térmérőt 150-190 kV feszültségen gömbszikraközzel hitelesítettük [11]. Ennek pontossága 2-3 %. A gömbszikraközt az osztóellenállással összemértük: az eltérés 2 %-on belül volt.

A gyorsított elektronokat mágneses elhajlítóval elhajlítottuk. Az elhajlító mágnes áramát változtatva, az elhajlított elektronáram - a véges vonalszélesség miatt - $B_0 \pm \delta B$ mágneses térnél zérustól maximumig nő, majd eltűnik. A generátor feszültség-ingadozása miatt a teljes vonalszélesség az elhajlító vonal szélességének és a feszültség-ingadozás miatti kiszélesedésnek összege. A teljes vonalszélesség a mérés alapján 3 %-os, ami a generátor kielégítő stabilitására utal.

A vonalalak pontos felvétele a generátor aperiodikus feszültség-ingadozása miatt nem lehetséges. Az áram-maximum helyén megmér-

tük B_0 -t s ebből 2. pont alapján az elektron impulzusát. Az impulzusmérésből nyert feszültségérték csak 0,5 %-al tért el a gömbszikrakózzal hitelesített termérő indikációjától. Így a két független feszültségmérési mód a mérési pontosságon belül egyező eredményt szolgáltatott.

Befejezésül köszönetet mondunk Dr.Simonyi Károly professzor urnak, akinek vezetésével a soproni és budapesti munkák folytak, Erő Jánosnak, Karlovits Józsefnek, Mérey Imrének és Schmidt Györgynek, valamint lelkiismeretes munkájukért a Soproni Műszaki Egyetem Elektrotechnikai Tanszéke műhelyének és az Atomfizikai Osztály mechanikai, valamint gyengeáramu műhelyének.

I r o d a l o m

- [1] Erő J.,Karlovits J.,Schmidt Gy.: KFKI Közl. 1, 90, 1953.
- [2] Mérey I.: Magyar Fiz.Folyóirat, 3, 489, 1955.
- [3] Pásztor E.,Sieglerné: Magyar Fiz.Folyóirat, 3, 497, 1955.
- [4] Demeter I.,Kostka P., Nagy T.,: KFKI Közl. 2, 534, 1954.
- [5] Spangenberg, Field: Proc. IRE, 3, 138, 1942.
- [6] Hanson W.,Webster D.L.: Rev.Sci.Instr. 7, 17, 1936.
- [7] Schmidt Gy.: KFKI Közl. 2, 676, 1954.
- [8] Berkes I.: KFKI Közl. 4, 125, 1956.
- [9] Siegbahn: Beta and Gamma Ray Spectroscopy. 227 old.
/North Holland Publ. Co./
- [10] Berkes I. KFKI Közl. 5, 106, 1957.
- [11] Verebély: Villamos Erőátvitel I. 201 old. /Tankönyvkiadó,
1951/

Érkezett 1957.ápr.1.

AZ ATOMFIZIKAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: SIMONYI KÁROLY

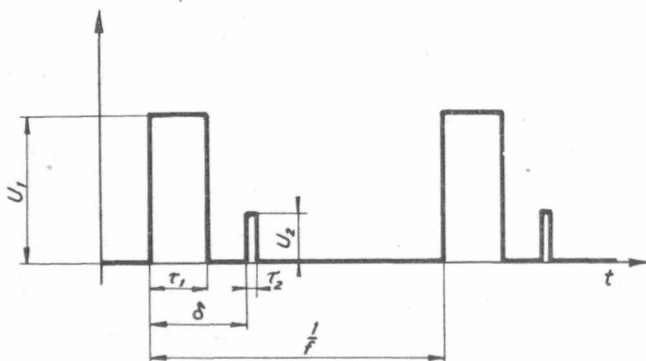
Egyszerű kettős-impulzus generátor

Irta: Horváth Lóránd és Neszmélyi András

Összefoglalás

Kettős-impulzus generátort ismertetünk, amely egy vagy két csatornán, negatív polaritású, max. 40 V amplitudójú kettős impulzusokat kelt. Az impulzusok hossza 0,5-100 μ sec, távolsága 0-100 μ sec, emelkedési ideje 0,1 μ sec.

A KFKI Atomfizikai Osztályán kifejlesztett egycsatornás differenciál-diszkriminátor [1] kalibrálására kettős-impulzus generátor alkalmazásának gondolata vetődött fel. A kettős-impulzus generátor olyan feszültségforrás, melynek ideális hullámalakját az 1. ábra tünteti fel. A szereplő hat paraméter a magfizikai alkalmazások követelményeinek megfelelően változtatható.



1. ábra

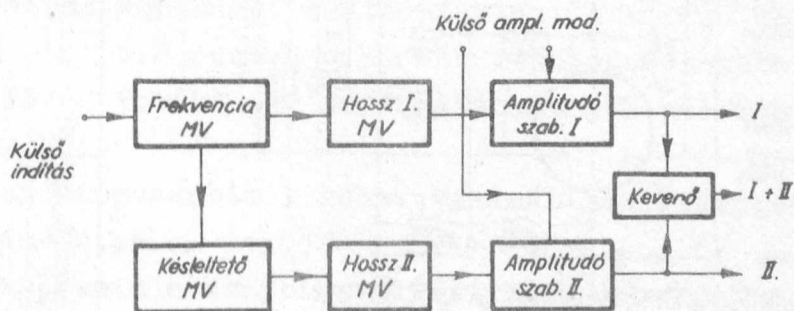
A generátor kialakításánál rendszerint nem okoz nehézséget a kettős-impulzusok egy csatornán való kiadása mellett a két impulzusnak egy-egy független csatornán való megjelenítése sem. Alkalmazás szempontjából az előbbi különböző áramkörök feloldóképeségének vizsgálatára használható, míg az utóbbi koincidencia be-

rendezések ellenőrzésére szolgálhat. Így pl. egy csatornával $U_1=U_2$ esetben scalerek, egyszerű amplitudó diszkriminátorok vizsgálhatók. Az $U_1 \neq U_2$ eset egycsatornás differenciál diszkriminátor ellenőrzésére nyújt sok lehetőséget. Ezen áramkörök feloldóképességének és szinttartásának terhelés alatti viselkedésére vonatkozó információk elsőrendűen fontosak különösen olyan spektrumok vizsgálatakor, amikor nagy és "vastag" impulzusok "alján" kell kimutatni kisebb impulzuscsoportot /amint azt éppen az 1. ábra illusztrálja/. Sok-csatornás amplitudó diszkriminátorok is vizsgálhatók kettős impulzusokkal, csupán hosszabb periodusu /1-10 sec/, precízen lineáris fűrészfogfeszültségű impulzus-amplitudó-moduláció lehetőségét kell biztosítani. Az ilyen "csuszó-impulzusok" egyenlő-távolságra helyezett csatornában egyenlő betöltöttséget eredményeznek.

Két csatorna használatakor az egyik csatornában konstans amplitudójú, a másikban csuszó-impulzusokat keltve egy-csatornás differenciál-diszkriminátorral kapcsolt koincidenca berendezések vizsgálhatók.

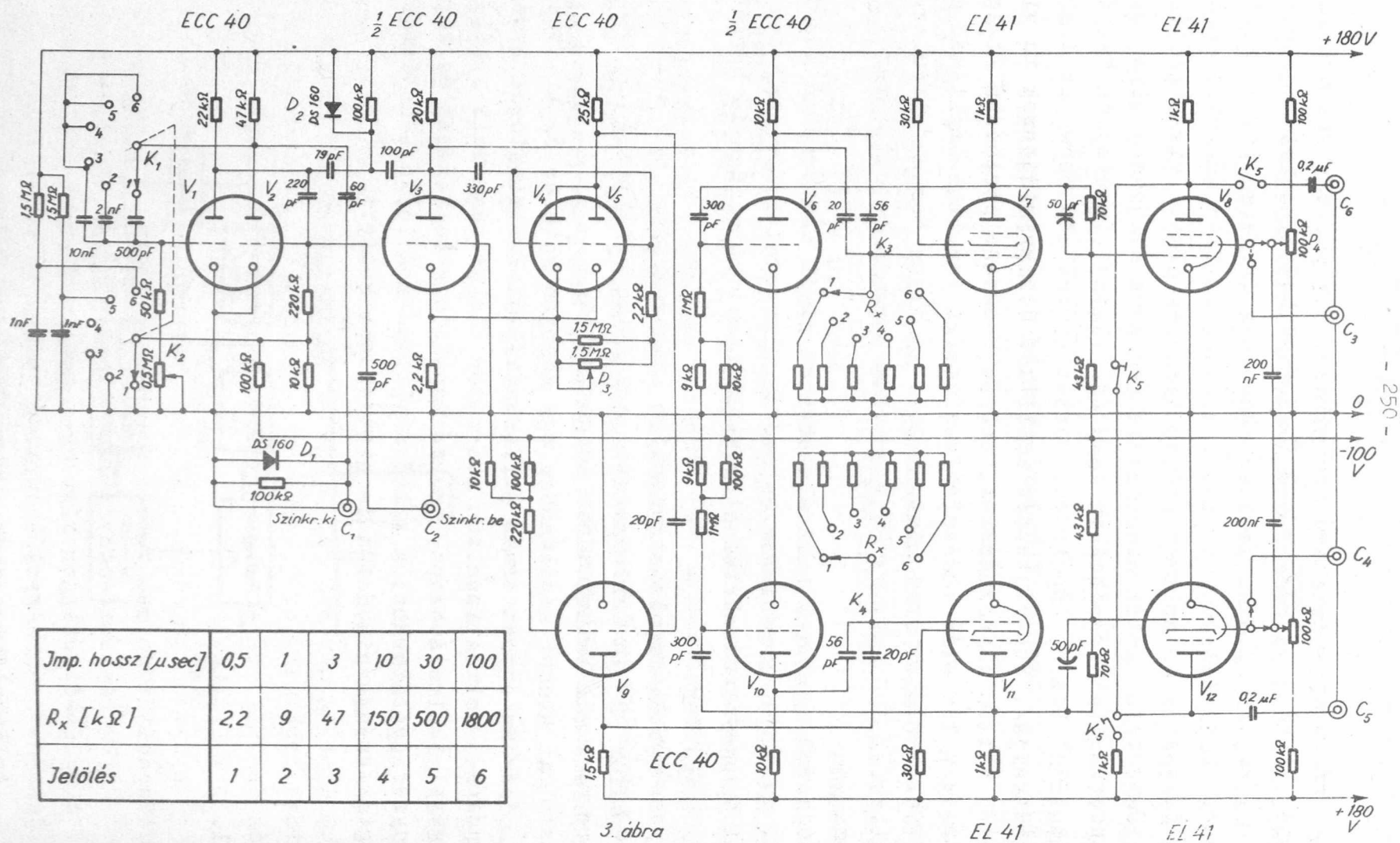
Kettős-impulzus generátor konstrukciókat már a "klasszikus" irodalom [2] is tartalmazott, egy friss publikáció [3] pedig a probléma mai aktualitását hangsúlyozza.

Az alábbi megoldásban egy könnyen kezelhető, kiscsőszámú, elsősorban egycsatornás differenciál-diszkriminátorok bemérésére alkalmas kettős impulzus generátor kialakítása volt a cél. A további alkalmazásokhoz, csuszó impulzusok keltéséhez és koincidenca-vizsgálatokhoz, a külső amplitudó-moduláció lehetőségét és kétcsatornás kimenetet is biztosítani kellett.



2. ábra

A generátor blokk-diagrammját a 2. ábra, elvi kapcsolási rajzát pedig a 3. ábra tartalmazza.



3. ábra

A rimlock csőszéria alkalmazását a generátor építésének idején, 1956 tavaszán, fennálló beszerzési lehetőségek indokolták.

Az ismétlődési frekvenciát mindkét csatorna számára a frekvencia multivibrátor állítja elő. A frekvencia 80/sec-től 8000/sec-ig folyamatosan és szakaszosan változtatható. A multivibrátor a $K_{1,2}$ kapcsoló segítségével szabadonfutó üzemmódból /1-3 állás/ átkapcsolható indított /4. állás/ és egyes-impulzusok adására alkalmas üzemmódra /5.-6. állás/. A fokozat külső oszcillográf számára szinkronizáló jelet is termel / C_2 -es csatlakozás/.

A V_2 anódján nyert hullámalak lefutó éle differenciálás és diódás vágás után a hossz I. és a késleltető multivibrátorokat indítja. A késleltető multivibrátor egy-stabil állapotú, a visszabilenési idő a P_3 potenciométer segítségével a 0,5-100 μ sec tartományban állítható be. Mivel a késleltető multivibrátorból, V_5 anódjáról nyerhető jel hegyezés, fordítás és vágás után a hossz II. multivibrátort indítja, a II. csatorna impulzusa éppen a P_3 által meghatározott idővel késik az elsőhöz képest.

A hossz multivibrátorok azonos felépítésűek. A K_{3-4} -jelű kapcsolók segítségével az impulzushosszak 0,5, 1, 3, 10, 30 és 100 μ sec értékre állíthatóak be. A meredek hullámalak biztosítására az amplitúdószabályzó fokozat felé direkt csatolást alkalmaztunk.

Az amplitúdó szabályozás V_8 és V_{12} segédrácsában a P_{4-5} potenciométerek illetve / $C_{3,4}$ -en keresztül/ külső csatlakozás segítségével történik. A potenciométerekkel az amplitúdó 1-40 V tartományban szabályozható. A külső moduláció a 12-40 V kimenő feszültségtartományban 1,5 %-nál jobb linearitással és minimálisan 5 kohm impedancián történhet csatornánként. A kimenő impulzusok felfutása jobb mint 0,2 μ sec a 0,5 μ sec impulzushosszaknál. A plátóesés és túllövés értéke egy mérés határánál sem haladja meg a 5 %, ill. 3 % értéket.

A kimenő impedancia 1 kohm. Maximálisan megengedett terhelő sönkapacitás 30 pF.

A K_5 kapcsoló a csatornaváltást ill. keverést teszi lehetővé. A C_5 és C_6 csatlakozásokon függetlenül, a C_5 -en pedig egyszerre jelenhet meg a kettős impulzus mindkét része.

Az impulzusgenerátor 180 V és -105 V stabilizált feszültségekről táplálkozik. A szokásos kapcsolású stabilizált anódpót-

lóval egybeépítve az egész műszer fogyasztása kb. 160 W, súlya 7400 gr, külső méretei 200 x 330 x 470 mm.

A műszer ismerttetett specifikációi mellett sikerrel volt alkalmazható egycsatornás differenciál diszkriminátor és skalerek vizsgálatánál.

I r o d a l o m

- [1] Tárczy Z., Szabó L.: Egycsatornás differenciál diszkriminátor, KFKI Közl. 4, 456.o. /1956/
- [2] Elmore W.C. and Sands M.: Electronics, McGraw Hill Comp. 1949
- [3] Hamers H.C. and A. Marseille: A Double and Sliding Pulse Generator for Testing Electronic Instruments Used in Nuclear Physics, Physica XXII, pp. 563-8 /1956/

Érkezett 1957. ápr. 1.

A RADIOLÓGIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: BOZÓKY LÁSZLÓ

Gyors neutronok lelassulásának vizsgálata

Irta: Nagy Lajos és Orient Ottó

Összefoglalás

Kísérletileg meghatároztuk a termikus neutronok sűrűségeloszlását. A mérési adatokból kiszámítottuk a relaxációs hosszt és a lelassulás közepes négyzetes távolságát. A mérésnél 100 mC $\text{Ra+Be}/\alpha ; n/$ forrást használtunk és a moderáló közeg víz volt. Kísérleteink alapján a relaxációs hosszt $\lambda = 10,17 \pm 0,25$ cm-nek, a lelassulás közepes négyzetes távolságát $r^2 = 390 \pm 7,6$ cm²-nek találtuk.

1. Bevezetés

Helyezzünk gyors neutronokat emittáló neutronforrást szóró közegbe. A gyors neutronok áthatolnak a közegen és közben lelassulnak, mivel a szóró közeg atommagjaival ütközve energiát veszítenek. Ha a szóró közeg atommagjainak befogási hatáskeresztmetszete kicsiny a szórási hatáskeresztmetszetéhez viszonyítva /ez a feltétel többnyire teljesül könnyű atommagok esetén/, akkor a neutron energiát veszít mindaddig, amíg energiája azonos nagyságrendű nem lesz a szóró közeg atommagjai hőmozgásának energiájával. Ezután a neutron egyaránt nyerhet vagy veszíthet energiát az ütközésben és a lelassulás megszűnik. A neutronok "termikus egyensúlyba" kerülnek a szóró közeggel. Ezeket a neutronokat termikus neutronoknak nevezzük.

A termikus neutronoknak sajátos sűrűségeloszlásuk van a moderáló közegben. A sűrűségeloszlás függvény egyenletét bonyolult pontosan megadni egyes konkrét esetekben - pl. ha a moderáló közeg közönséges víz vagy nehézvíz. Ilyen esetekben szükséges a termikus neutron sűrűségeloszlást kísérletileg is meghatározni. Az eloszlás függvény ismeretében meghatározható a relaxációs hossz és a

lelassulás közepes négyzetes távolsága. E két mennyiség jellemző a gyors neutron forrásra és a moderáló közegre egyaránt.

A neutron sűrűségeloszlás függvény egyenletét pontosan megadja a neutron lelassítás kinetikai alapegyenlete [1,2]. A kinetikai egyenlet megoldása igen bonyolult matematikai feladat. A legtöbb esetben meg kell elégednünk az eloszlás függvény közelítő meghatározásával. Az egyik ilyen közelítés a diffúziós közelítés. A diffúziós közelítés esetén a pontos kinetikai integro-differenciálegyenletet differenciálegyenlettel helyettesítjük, melynek alakja hasonlít a diffúzió időtől függő differenciálegyenletéhez, az idő szerepét azonban τ változó látja el.

$$\Delta q(\vec{r}, \tau) + \frac{\partial q(\vec{r}, \tau)}{\partial \tau} = 0 \quad (1)$$

Ezt a másodrendű lineáris homogén differenciálegyenletet a lelassítás Fermi-egyenletének szokás nevezni, ahol q a lelassulási sűrűség és τ a Fermi-féle idő.

Az /1/ egyenlet pontforrásra megoldható. Gömbszimmetrikus esetben polárkoordináta rendszerben a megoldás a következő:

$$q(r, \tau) = \frac{e^{-\frac{(r-r_0)^2}{4\tau}}}{(4\pi\tau)^{3/2}} \quad (2)$$

Mint látható, az /1/ egyenlet megoldása Gauss hiba-függvényt ad. A Gauss hiba-függvény azonban nem fejezi ki a tényleges neutron sűrűségeloszlást. Ugyanis, ha a Gauss hiba függvényt ábrázoljuk, akkor vagy az y tengelyre, vagy pedig - az r_0 távolsággal eltolt - y tengellyel párhuzamos egyenesre szimmetrikus görbét kapunk. A neutron sűrűségeloszlás függvény kísérleti görbéje pedig ilyen szimmetriát nem mutat, a forrástól egy bizonyos r távolságban exponenciálissá válik. Az eloszlás görbe exponenciális szakaszáért azok a neutronok a felelősek, amelyek kevés ütközéssel jutottak ebbe a tartományba. Az exponenciális tartományban a kísérletileg meghatározott neutron sűrűségeloszlást gömbszimmetrikus esetben jól megközelíti a következő tapasztalati formula:

$$r^2 n(r) \approx C \cdot e^{-r/\lambda} \quad (3)$$

C konstans a forráserősséget jelenti, r a forrás középponttól mért távolság és λ a relaxációs hossz.

Abban az esetben, ha a moderáló közeg /könnyű atommagot tartalmaz/ közönséges víz, vagy nehéz víz, a diffúziós közelítés nem kielégítő, mert:

a/ A diffúziós közelítés feltételezi a folytonos lelassulást, a valóságban azonban a forrás neutronok behatolnak a közegbe, mielőtt az első ütközés megtörténik.

b/ Az ütközésenkénti nagy neutron energiaváltozás következtében kevés ütközés szükséges ahhoz, hogy az E_0 energiájú forrás neutron E_t energiájú termikus neutron legyen, ezért a folytonos lelassulási modell ebben az esetben nem kielégítő.

c/ A hidrogénben az ütközési szabad uthossz erősen függ az energiától, ezért sem tud adni jó közelítést a folytonos lelassulási modell.

Ha a moderáló közeg közönséges víz, vagy nehéz víz, abban az esetben célszerű az eloszlás függvény megközelítését az un. csoport diffúziós módszerrel elvégezni [3]. A csoport diffúziós módszernél feltételezzük, hogy a neutron energia véges számú diszkrét energia csoportra bontható. Hidrogén moderátor esetében a neutron energia csoportokra való felbontását az indokolja, hogy a diffúziós paraméterek energia függők, azonban egy bizonyos energia tartományon belül a diffúziós paraméterek közelítőleg konstansnak tekinthetők. A csoport diffúziós módszer - ha célszerűen választjuk meg a neutron energia csoportok számát - jó közelítést adja a neutron sűrűségeloszlás kísérleti görbéjének.

Legyen az első energia csoport a forrás neutronok E_0 energiájának megfelelő érték, az utolsó az $n+1$ csoport az E_t termikus energia. Annak valószínűségét /egységnyi térfogatonként/, hogy egy, az \vec{r}_0 helyen lévő forrásban keletkező E_0 energiájú forrás neutron \vec{r}_1 helyen ütközés folytán az E_1 energiájú csoportba kerül, jelöljük $P_1(|\vec{r}_1 - \vec{r}_0|)$ valószínűséggel, minthogy ez a valószínűség csak a forrás és a kérdéses pont közötti $|\vec{r}_1 - \vec{r}_0|$ távolságtól függ. Ezt a P_1 valószínűséget az első energia csoporthoz tartozó lelassulási vagy diffúziós magnak nevezzük. Hasonlóképen $P_2(|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|)$ a második csoporthoz tartozó lelassulási vagy diffúziós mag jelöli annak valószínűségét, hogy a kiszemelt neutron az \vec{r}_2 helyen újabb ütközést szenved és ennek következtében az E_2 energia csoportba kerül. Hasonló lelassulási vagy diffúziós magot vezethetünk le a többi energia csoportra is. Így pl. $P_n(|\vec{r}_n - \vec{r}_{n-1}|)$ annak a való-

7-330

szinüsége, hogy a neutron az n -ik energia csoportból ütközés következtében az $n+1$ -ik termikus energia csoportba lép. Azoknak a forrás neutronoknak a száma, melyek az \vec{r}_1 pontot körülvevő $d\vec{r}_1$ elemi térfogaton belül E_0 energia állapotból E_1 energia állapotba lépnek át, egyenlő:

$$P_1(|\vec{r}_1 - \vec{r}_0|) d\vec{r}_1 \quad (4)$$

Azoknak a neutronoknak a száma, melyek ezek közül az \vec{r}_2 helyen E_2 energia állapotba kerülnek:

$$P_1(|\vec{r}_1 - \vec{r}_0|) P_2(|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|) d\vec{r}_1 \quad (5)$$

Az összes neutronok számát, melyek E_0 alapállapotból E_1 energia állapot érintésével E_2 energia állapotba jutnak, megkapjuk, ha az összes számbajövő $d\vec{r}_1$ térfogatelem hozzájárulását összegezzük, azaz integrálnunk kell az /5/ kifejezést az egész térre.

Egységnyi forrásról lévén szó, ez a szám értékére megegyezik a $P(|\vec{r}_2 - \vec{r}_0|)$ diffúziós maggal, vagyis annak a valószínűségével, hogy az \vec{r}_0 helyen keletkező E_0 energiájú forrás neutron az \vec{r}_2 helyen belép az E_2 energia állapotba.

$$P(|\vec{r}_2 - \vec{r}_0|) \int_{\text{egész térre}} P_1(|\vec{r}_1 - \vec{r}_0|) P_2(|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|) d\vec{r}_1 \quad (6)$$

Ezt a megfontolást folytatni lehet a véges számú energia csoport mindegyikére. Tehát annak a valószínűsége, hogy egy \vec{r}_0 -nál keletkező E_0 energiájú neutron az \vec{r}_n helyen termikusává válik:

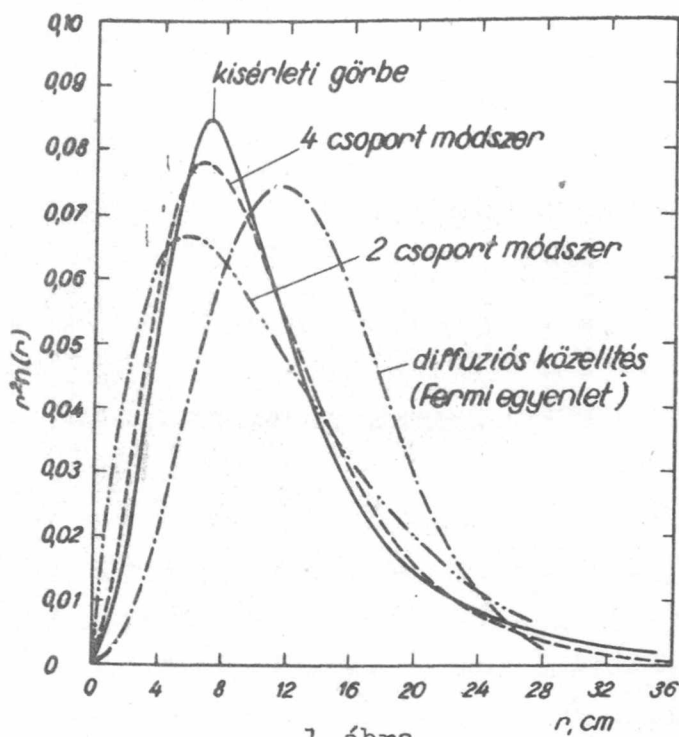
$$P(|\vec{r}_n - \vec{r}_0|) = \int \dots \int P_1(|\vec{r}_1 - \vec{r}_0|) \cdot P_2(|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|) \cdot \dots \cdot P_n(|\vec{r}_n - \vec{r}_{n-1}|) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \dots d\vec{r}_{n-1} \quad (7)$$

A P valószínűségek mindegyike matematikai alakját illetően egy függvénykonvolúció, a konvolválandó függvények mindegyike valamely energiacsoportéhoz tartozó diffúziós mag.

A legegyszerűbb eset az ún. két csoport módszer /1 diffúziós mag/, amikor az egyik csoport a termikus energia csoport, a másik csoport pedig az összes, termikusnál magasabb értékű energia csoportot magában foglalja.

Az 1. ábrán látjuk a kísérleti, a diffúziós közelítéssel és a csoport diffúziós módszerrel számított sűrűségeloszlási görbéket. Az ábrán látható, hogy a legjobb közelítést a 4 csoport /3 diffúziós mag konvolúciója/ módszer és a legrosszabb közelítést a Fermi-egyenlet adja. Az 1. ábrán látható termikus neutron sűrűségeloszlási görbék hasadási energiáról $/E_0 \approx 2 \text{ MeV}/$ lelassuló

neutronokra vonatkoznak és indium detektorral mérték a kísérleti sűrűségeloszlási görbét [3].



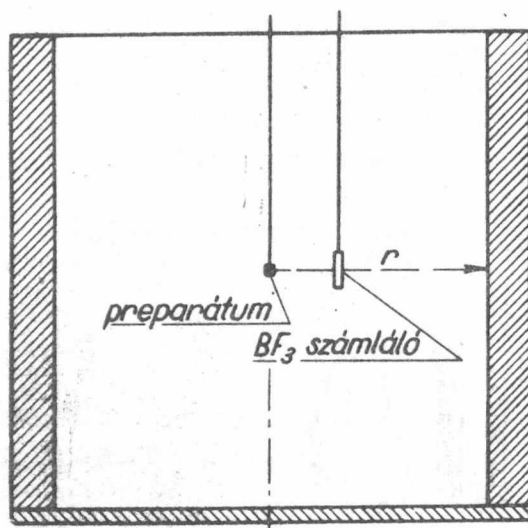
1. ábra

Célunk az eloszlás görbe kísérleti meghatározása és az eloszlási görbéből a relaxációs hossz, továbbá a lelassulás közepes négyzetes távolságának kiszámítása.

2. A mérőberendezés

100 mC $\text{Ra}+\text{Be}$ / α ;n/ pontszerű neutronforrással végeztük a mérést. A preparátumot vízzel telt kádban helyeztük el /2. ábra/. A kád átmérője 120 cm, magassága 130 cm volt. A kádat 25 cm vastagságú betongyűrű vette körül, mely a gamma és termikus neutron sugárzás elleni védelmül szolgált. A preparátum és a számláló közötti távolság beállítása mechanikus távvezérléssel történt. A termikus neutronokat BF_3 -mal töltött proporcionális számlálósővel számláltuk. A mérés közben a preparátum a kád középpontjában volt rögzítve és a 2. ábrán látható r irányban változtathattuk a preparátum és a számlálóső közötti távolságot. A távolságot $\pm 0,5$ mm pontossággal tudtuk mérni. A proporcionális neutron számlálóső 20 Hgcm BF_3 gázzal volt töltve. A számlálóső katód hengerének átmérője 20 mm, az érzékeny térfogata kb. 25 cm^3 . A számlálósövet mérés közben a proporcionális plato közepén /2220 V/ működtettük.

7-330



2. ábra

A számlálócső munkaellenállásán /1 MOhm/ kapott jelek erősítését előerősítő végezte. Az előerősítő után jelválogató diszkriminátort kapcsoltunk. A diszkriminátor küszöb feszültségének megfelelő beállításával a preparátum gamma sugárzásából származó jeleket elválasztottuk a neutron sugárzásból származó jelektől. A diszkriminátorról a jelek 1000-es leosztású scalerre jutottak.

Az erősítő 500 Kc/sec frekvenciáig egyenletesen visz át. Az erősítő 50-500-szoros erősítését tíz lépésben lehetett változtatni.

A diszkriminátor főbb adatai a következők: küszöb 5 V és 55 V között állítható, a diszkriminációs bizonytalanság kisebb, mint 150 mV a felbontóképesség $3 \cdot 10^5$ periodikus jel/sec, a kijövő jel időtartama kb. 3 μ sec és amplitúdója 0-20 V-ig folyamatosan szabályozható. A mérés alatt a diszkriminációs küszöb 15 V-ra volt beállítva és 100-szoros előerősítést használtunk.

3. Mérési eredmények

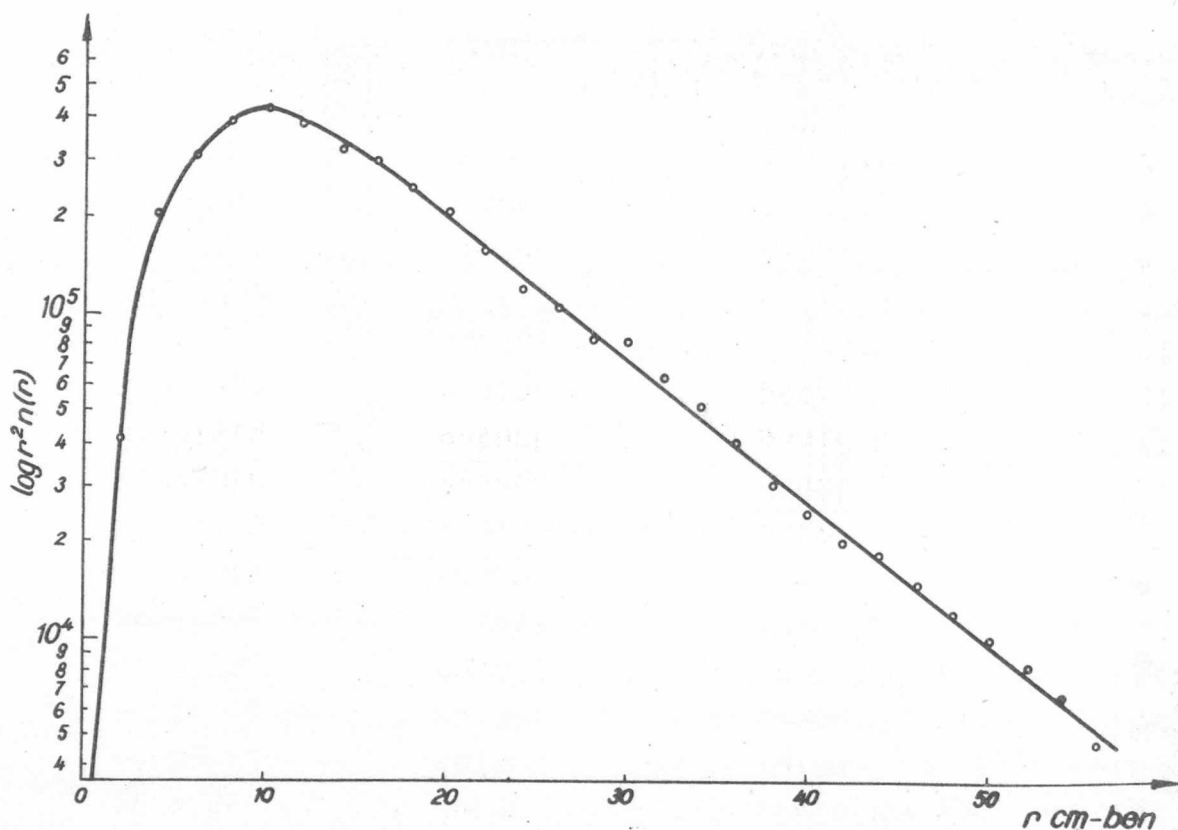
Az előző pontban leírt mérőberendezéssel meghatároztuk a termikus neutronok sűrűségeloszlását. Ötször külön megmértük a sűrűségeloszlást. Az egyes mérések jól reprodukálhatók voltak és a mérési eredmények jól megegyeztek.

Az I.sz. táblázatban összefoglalva látható az egyik sűrűségeloszlás mérés eredménye. Kísérletileg meghatároztuk a kadmium különbséget és azt mindig levontuk a mért értékből.

Távolság cm-ben	$\log.r^2n/r/$	$r^2n/r/$	$r^4n/r/$
2	4,87017	74164	296640
4	5,30504	202000	3228000
6	5,48867	308000	11091000
8	5,59536	393500	25210000
10	5,62511	421800	42180000
12	5,57858	382000	55130000
14	5,51757	329500	64540000
16	5,48306	299500	77870000
18	5,40486	254000	82300000
20	5,32139	209500	83840000
22	5,20467	160800	77540000
24	5,13639	138800	79960000
26	5,07603	121700	78650000
28	5,00153	100100	78680000
30	4,91333	81800	73710000
32	4,80269	63500	65010000
34	4,71617	52000	60140000
36	4,60396	40200	52070000
38	4,50059	31800	45870000
40	4,40445	25600	40960000
42	4,32568	21200	37340000
44	4,28690	19360	37480000
46	4,20633	16100	34030000
48	4,14063	13820	31850000
50	4,00000	10000	25000000
52	3,90916	8112	20310000
54	3,80720	6420	18700000
56	3,67247	4700	14750000

Ha $r^2n/r/$ eloszlás függvényt logaritmikus léptékben ábrázoljuk, az alábbi eloszlás görbét kapjuk. /3.ábra./

Mivel $r \simeq 15$ cm-től kezdve az eloszlás függvény exponenciálissá válik /1.bevezetés/, a 3.ábrán ez a szakasz a logaritmikus lépték miatt egyenes lesz. Az egyenes szakasz iránytangensének reciprokja adja meg a relaxációs hosszt a λ -t. Ez közvetle-



3. ábra

nül következik a logaritmikus alakban felírt közelítő formulából:

$$\ln \frac{r^2 n(r)}{c} \approx -\frac{r}{\lambda}$$

Az öt különböző, általunk mért eloszlásfüggvényből λ -ra a következő értékek adódtak:

II. sz. táblázat

$\lambda_1 =$	9,76 cm
$\lambda_2 =$	10,26 "
$\lambda_3 =$	9,97 "
$\lambda_4 =$	10,35 "
$\lambda_5 =$	10,54 "

$$\lambda = 10.17 \pm 0.25 \text{ cm}$$

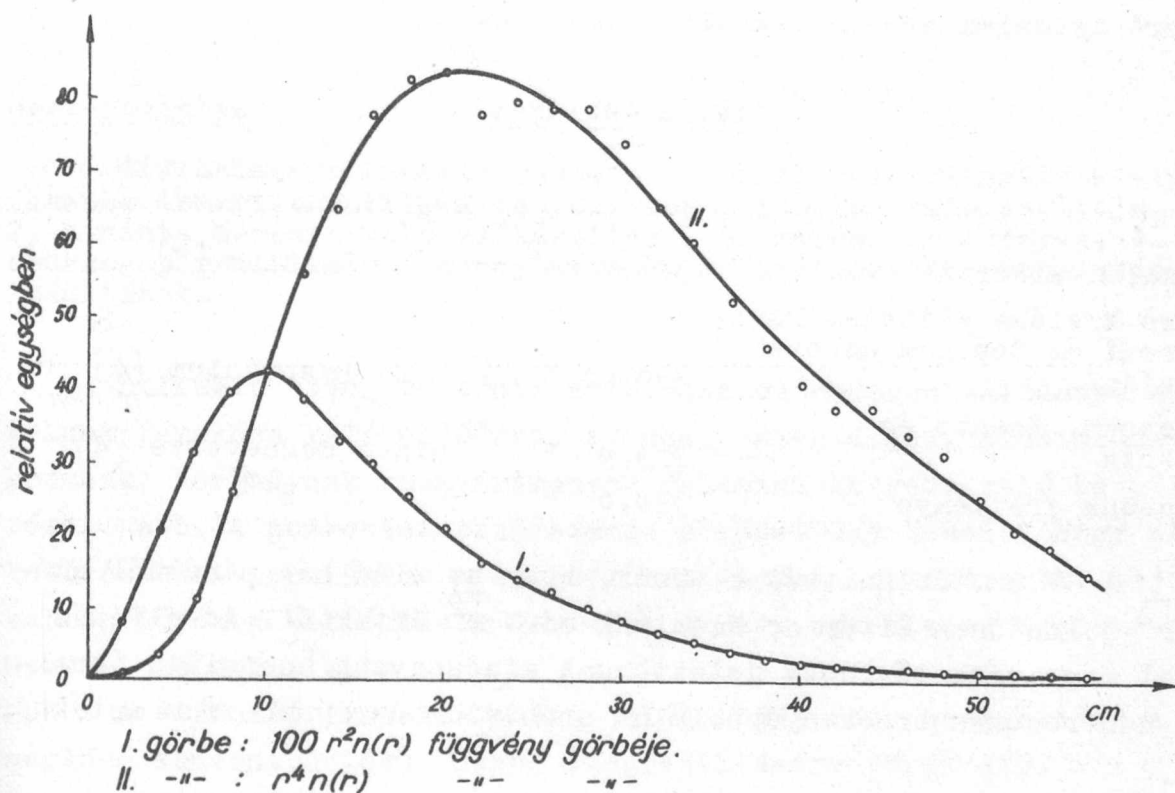
Az általunk kapott λ értéke Anderson, Koontz és Roberts nem publikált eredményével összhangban van. [Általuk kapott érték $\lambda = 10,00 \text{ cm.}$]

Az eloszlás függvény ismeretében \bar{r}^2 a lelassulás közepes négyzetes távolsága meghatározható [4].

Az $r^4 n(r)$ és $r^2 n(r)$ eloszlás függvény ismeretében a következő módon számíthatjuk $\overline{r^2}$ értékét:

$$\overline{r^2} = \frac{\int_0^{\infty} r^4 n(r) dr}{\int_0^{\infty} r^2 n(r) dr}$$

Az I.sz.táblázatban feltüntettük a $r^4 n(r)$ és $r^2 n(r)$ eloszlás függvény értékét. Ezeket az eloszlásfüggvényeket ábrázoltuk a 4.ábrán.



4.ábra

Az integrálást 0 és 56 cm határok között grafikus integrálással végeztük el. A végtelenre való extrapolációt úgy végeztük el, hogy λ ismeretében a közelítő formulát /3/ integráltuk az 56 cm és a ∞ határok között. $\overline{r^2}$ értékét a következő módon kapjuk a korrekció figyelembevételével:

$$\overline{r^2} = \frac{\text{II görbe alatti terület} + 1,46 \cdot 10^6 \int_{56}^{\infty} r^4 e^{-r/10,17} dr}{\text{I görbe alatti terület} + 1,46 \cdot 10^6 \int_{56}^{\infty} r^2 e^{-r/10,17} dr}$$

Az öt különböző mérés eredményeit a III.sz.táblázat szemlélteti:
 7-330

III.sz.táblázat

$\overline{r_1^2}$	= 373 cm ²	
$\overline{r_2^2}$	= 391	
$\overline{r_3^2}$	= 388	$\overline{r^2} = 390 \pm 7,6 \text{ cm}^2$
$\overline{r_4^2}$	= 401	
$\overline{r_5^2}$	= 397	

A IV.sz.táblázatban összehasonlítottuk eredményünket az általunk ismert irodalmi eredményekkel:

IV.sz.táblázat

	$\overline{r^2}$	Detektor /kadmiumkülönbség figyelembevételével/
E.Amaldi-E.Fermi:	326,7 cm ²	Rhodium [5]
Segrè közlése /Tittle, Faul, Secrest és Goodman mérése alapján/	330,0 "	Dysprosium [4]
Anderson, Koontz és Roberts	353,0 "	nincs megnevezve [4]
Mérésünk eredménye	390,0 "	B ¹⁰

A IV.sz.táblázatból kitűnik, hogy az első két mérésből adódó $\overline{r^2}$ jelentősen eltér az általunk mért $\overline{r^2}$ értéktől. Az eltérés azzal magyarázható, hogy detektorunk alacsonyabb energiájú termikus neutronokra érzékenyebb, mint a rhodium és dysprosium detektor.

I r o d a l o m

- [1] O.Halpern-R.Lueneburg-O.Clark: On Multiple Scattering of Neutrons. Phys.Rev.53. 173, 1938.
- [2] A.Ahiezer-I.Pomerancsuk: Fejezetek az elméleti magfizika köréből.
- [3] S.Galasstone-M.C.Edlund: The Elements of Nuclear Reactor Theory.
- [4] E.Segrè: Experimental Nuclear Physics.
- [5] E.Amaldi-E.Fermi: On the Absorption and the Diffusion of Slow Neutrons, Phys.Rev. 50, 899, 1936.

Érkezett 1957.ápr.1.

KFKI Közlemények 5.évf. 2.szám, 1957.

A RADIOLÓGIAI OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE
OSZTÁLYVEZETŐ: BOZÓKY LÁSZLÓ

Diffúziós folyamatok vizsgálata radioizotópokkal

Írta: Vödrös Dániel

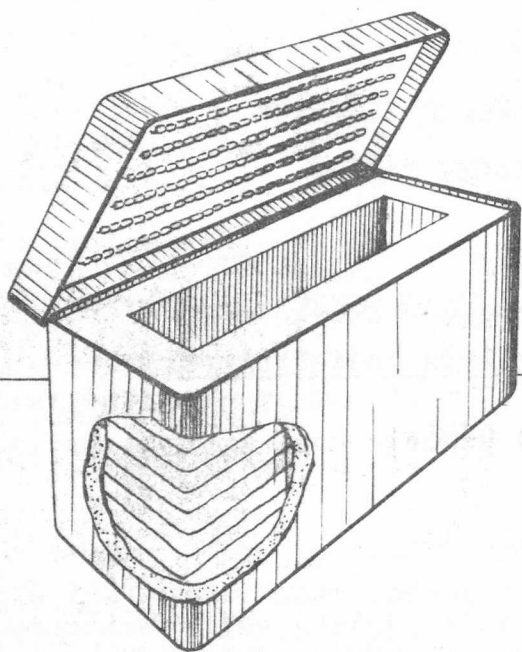
Összefoglalás

Diffúziós folyamatok radioizotópokkal való vizsgálati eljárásának ismertetése: 1. A radioizotópok fürdőbe való bevitele, 2. a minta mérésre való előkészítése, 3. mérési eredmények, 4. a szükséges radioizotóp mennyiségének meghatározására vonatkozó számítások.

Diffúzió útján történik az ötvözetek homogenizálódása, a gázoknak fémekben való oldódása, az acél cementálása, alumíniumnak, krómnak, horganynak vasgyártmányok felszíni kérgébe való bejuttatása, stb. A porkohászatban számos ötvözet úgy készül, hogy az alkotórészeket poralakban a szükséges arányban összekeverik, majd alkalmas hőfokon kellő ideig izzítják és így egyenletes összetételű ötvözet keletkezik.

A diffúzió lényegét abban jelölhetjük meg, hogy mindig a meglévő koncentrációkülönbség kiegyenlítésére törekszik.

A diffúziós folyamatok vizsgálatát mesterséges radioaktív izotópokkal az alább részletezett eljárással végeztük: Először is egy megfelelő olvasztókádat készítettünk. A kád belső mérete: 500 mm hosszú, 60 mm széles és 100 mm mély, falvastagsága 15 mm. E kádat 1 mm \varnothing spirálisra csavart, kalit gyöngyökbe fűzött kanthal huzallal vettük körül, majd megfelelő méretű, asbesttel bélelt vaslemez tokba helyeztük. A kádat tűzálló anyagból készült, külön fűtéssel ellátott fedéllel láttuk el, melyet szintén vaslemezzel burkoltunk. Az olvasztóberendezés /1. ábra/ kb. 2,5 kW energiát fogyasztott, 3000 g alumínium, 35-40 perccel a megolvadás után 800-850°C-ra melegedett fel.

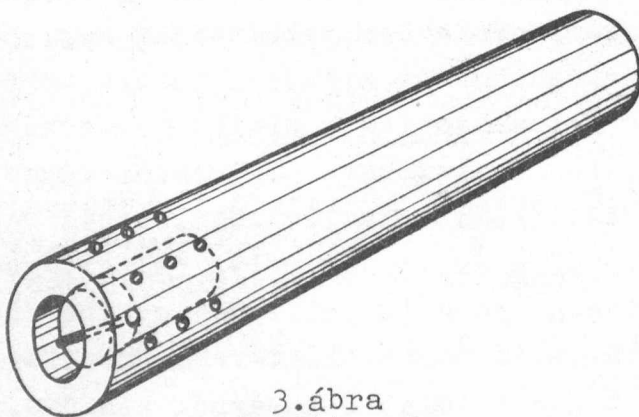


1. ábra
Olvasztóberendezés



2. ábra
Aluminium tok

A kívánt hőmérséklet elérése után a kád egyik végébe a 2. ábrán látható, alumíniumtokba zárt aktív anyagot tápláltuk be. Első kísérleteinket Cu-64 izotoppal végeztük, mely elemi réz /sötétvörös színű por/ alakjában állt rendelkezésünkre. A Cu-64 részekre való osztását súlymérés alapján végeztük el. A réz fajlagos aktivitása 3 mC/g volt. A Cu-64-et a már ismertetett tokba helyeztük és azt fémdugóval lezártuk. Ezt a már zárt preparátumot egy gra-



3. ábra
Grafit rud

fitrudba helyeztük /3. ábra/ és az olvasztókád egyik végében az olvadékba merítettük. 15-20 perc múltán az olvasztókád nem szennyezett végéről grafitból készült merítőkanállal 2 cm^3 -nyi mintát vettünk és azt egy sima fémlapra öntöttük. Az így kapott alumínium-

lapocskát vékony lemezzé hengereltük és belőle 20 mm Ø korongokat vágtunk ki bőrlukasztóval. A mintavételt az aktiválás után 5 perccel kezdtük és ötpercenként megismételtük. Utána a minták aktivítását ólomtoronyban, végablakos GM csővel KFKI ezres scalerrel mértük. A mérési eredményeket az alábbi táblázat tünteti fel:

A m i n t a				Megjegyzés
száma	vétel ideje perc	sulya mg	5"-re eső imp.	
0		350	0	aktiválás előtt
5	10	332	0	
7	15	275	398	
10	20	372	701	
12	25	393	875	
15	30	375	969	
17	35	335	1109	
25	40	273	938	
27	50	362	1107	
30	120	342	1096	
				többszörös összekeverés után

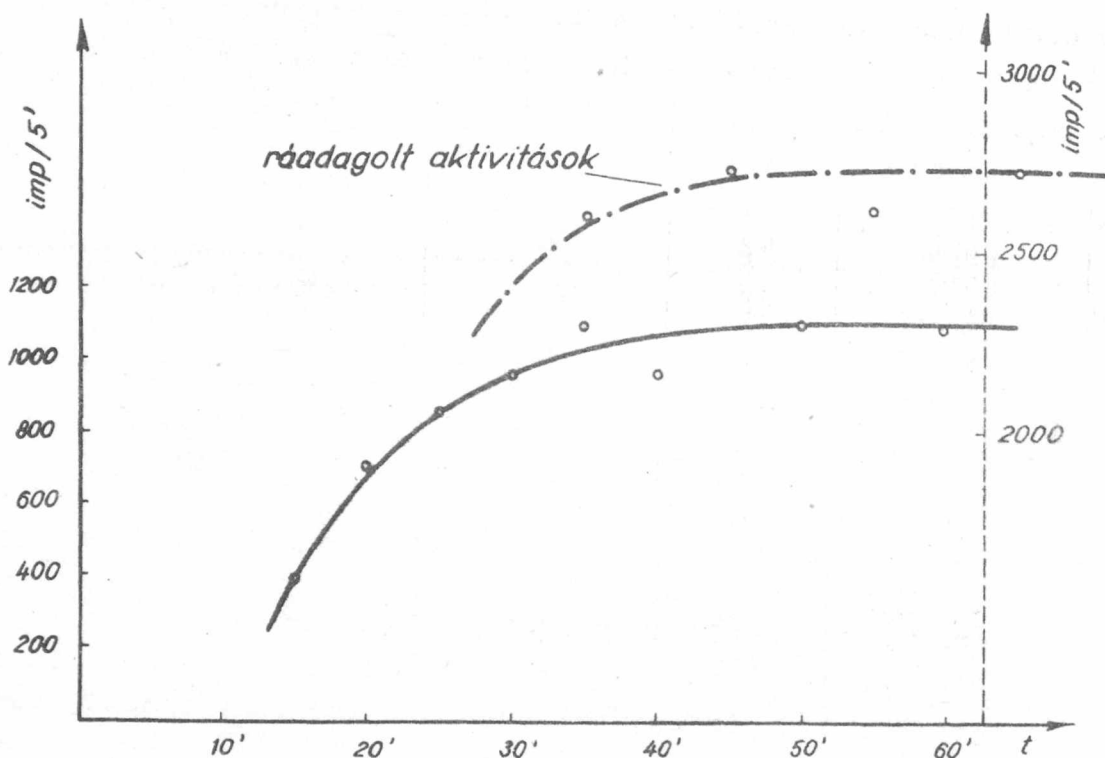
Az aktiválás előtti mintavételt az indokolja, hogy a mérések megismétlésekor a kádban visszamaradt sugárzó anyag a háttérrel megnöveli.

A mérésekből kitűnik, hogy a réz 30 perc alatt e kádban az alumíniumolvadékkal homogenizátumot képez. E megállapítás nemcsak Cu-64-re, hanem más alumíniumban oldódó aktív anyagra is érvényes. Az egyenletes elkeveredéshez geometriai méreteink mellett 25-30 perc szükséges. Ezután úgy is végeztünk méréseket, hogy a már aktív elemi rézzel aktivált alumíniumolvadékba újabb aktív rézadagot tápláltunk be. A mintákat az előbb ismertetett módon vettük, melyek mérési eredményeit az alábbi grafikonban tüntettük fel /4. ábra/.

A mintáknál várható beütésszámot a következő számítással becsülhetjük meg:

$150 \mu\text{C}$ réznek $150 \times 3,7 \times 10^4 \text{ imp/sec} = 56 \times 10^5 \text{ imp/sec}$ felel meg. Ez a beütésszám vonatkozik 3000 g olvadéokra. Egy 300 mg sulyu mintában a sulyarány szerint az össz aktivitás tizezred

része várható, azaz 560 imp/sec. Ebből viszont a mi geometriai elrendezésünk mellett 1 % jutott a GM csőbe, ami 336 imp/min-nak felel meg. Ez a méréseinkkel jó megegyezést mutat.



4. ábra

Itt kívánjuk megjegyezni azt is, hogy tiszta béta sugárzó izotopok alkalmazása esetén az önabszorpció miatt komoly nehézségek mutatkoznak az eredmények kiértékelésében. Ugyanis vastag sugárforrások mélyebb rétegeiből a számlálóső felé induló béta részecskék a felülethez érkezésük előtt abszorbeálódnak. A mérésekhez tehát vagy olyan sugárforrást kell használnunk, amely elég vékony ahhoz, hogy a részecskék lényeges önabszorpciót ne szenvedjenek, vagy pedig olyan vastag sugárforrással kell dolgoznunk, amely a kisugárzott béta részecskék lefékezési vastagságát meghaladja.

A vázolt nehézségek miatt további kísérleteinket béta és gamma aktív izotópokkal végeztük és a méréseinkhez gamma érzékeny számlálósövet használtunk. Eljárásunk azzal az előnnyel járt, hogy így a mérések eredményei a radioaktív mérési hi'ákon belül voltak, hátránya viszont, hogy nagyobb aktivitásokat kellett használnunk.

A legtöbb diffúziós vizsgálatot radioizotopok nélkül is el lehet végezni, tehát az izotop módszer előnye itt a lényegesen egyszerűbb metodikában van. Az öndiffúziós vizsgálatokban azonban csak a radioizotopok használatával érhetünk el eredményt.

Befejezésül köszönetet mondok dr.Bozóky László osztályvezetőnek állandó támogatásáért és Tanczos Istvánnénak az eszközök összeállításánál és a mérések elvégzésénél nyújtott értékes segítségéért.

Érkezett 1957.márc.21.

A FERROMÁGNESES OSZTÁLY KÖZLEMÉNYE

OSZTÁLYVEZETŐ: PÁL LÉNÁRD

Cu-Ni ötvözetek komplex kezdő permeabilitásának frekvenciafüggéséről

Irta: Nagy Tibor

Összefoglalás

Különböző százalékos összetételű Cu-Ni ötvözetek effektív komplex permeabilitásának frekvenciafüggését mértük 10^5 Hz alatti frekvenciatartományban. Méréseinket különböző hőmérsékleten végeztük, s tanulmányoztuk a domének Curie-pont felé haladó hőmérsékleteknél végbemenő felbomlási folyamatát. Rámutattunk az effektív és az anyag valódi komplex permeabilitása között fennálló kapcsolatra. Ismertetjük az effektív permeabilitás mérésének menetét és a méréshez használt berendezést.

1. A komplex permeabilitás elmélete.

Ismeretes, hogy ha ferromágneses anyagot váltakozó mágneses térbe H helyezünk, akkor mágneses intenzitásának H -nek a változása elmarad a külső térhez képest. Ez a fáziseltolódás H késése H -hoz képest/ a tér frekvenciájának növekedésével nő. A fáziskésés fő oka a ferromágneses anyagok doménjeinek bizonyos fokú tehetetlensége, ami miatt ezek nem képesek a H tér változásait pillanatszerűen követni. Az ebből eredő fáziskésést "mágneses viszkózitásnak" nevezzük. A ferromágneses közegek viszkózus jelenségét elsőnek Arkagyev vette figyelembe az elektromágneses indukció törvényének általánosításával [1]. A

$$\text{rot } H = \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \sigma E \quad /1/$$

egyenlettel teljesen analóg módon

$$-\text{rot } E = \frac{\mu}{c} \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \rho H \quad /2/$$

alakban írta fel az indukció-törvényt, ahol ρ a mágneses vezetőképeség μ a permeabilitás. Az /1/ alatti egyenletben ε a

dielektromos állandó, σ az elektromos vezetőképesség. Ha az \mathcal{E} és \mathcal{H} mennyiségeket $\mathcal{E}^* = \mathcal{E}_0^* e^{i\omega t}$, $\mathcal{H}^* = \mathcal{H}_0^* e^{i\omega t}$ alakban behelyettesítjük az /1/ és /2/ egyenletekbe, a következőket kapjuk

$$\text{rot } \mathcal{H}^* = i \frac{\varepsilon \omega}{c} \mathcal{E}^* + \frac{4\pi}{c} \sigma \mathcal{E}^* \quad (3)$$

és

$$-\text{rot } \mathcal{E}^* = \frac{u - 2i\rho T}{c} i\omega \mathcal{H}^* = \frac{i\omega \mu'}{c} \mathcal{H}^* \quad (4)$$

Itt

$$2\rho T = \rho' \quad \text{és} \quad \mu' = \mu - i\rho' \quad (5)$$

az anyag valódi komplex permeabilitása. $\varepsilon \omega \ll \sigma$ és $\text{div } \mathcal{H} = 0$ feltételek mellett a /3/ és /4/ egyenletekből

$$\Delta \mathcal{H}^* = i \frac{4\pi\sigma\mu'\omega}{c^2} \mathcal{H}^* \quad (6)$$

$$\Delta \mathcal{E}^* = i \frac{4\pi\sigma\mu'\omega}{c^2} \mathcal{E}^* \quad (7)$$

ismert összefüggések nyerhetők. μ' az anyagra jellemző komplex permeabilitás, amelyet azonban nem lehet közvetlenül mérni, mivel az erővonal-kiszorítás miatt értéke az anyag minden pontjában más és más. Ezért olyan mennyiséget kell bevezetnünk, amely könnyen mérhető és amelynek segítségével megfelelő összefüggések megteremtése után μ' kiszámítható. Ez a mennyiség az ún. effektív komplex permeabilitás, amelyet egyszerűen a vizsgált próbatest keresztmetszetére vett közepes mágneses indukcióérték (\overline{B}^*) és külső mágneses tér (H_0^*) hányadosaként nyerünk

$$\bar{\mu} = \mu_1 - i\mu_2 = \frac{\overline{B}^*}{H_0^*} \quad (8)$$

Nézzük meg egy egyszerű esetre, hogyan kapható meg a $\mu = f(\mu')$ összefüggés. Valamely lemez felületén, amelynek keresztmetszete s , keresztmetszete F a j^* áramsűrűség és \overline{B}^* átlagos indukció között a következő összefüggés áll fenn:

$$E^* s = \frac{1}{c} j^* s = -\frac{1}{c} i\omega \phi^* = -\frac{i\omega}{c} F \overline{B}^* \quad (9)$$

ahol E^* a térerősség a felületen komplex alakban kifejezve, ω a tér körfrekvenciája, σ a vezetőképesség, ϕ^* a fluxus. Ebből

$$\bar{B}^* = - \frac{c}{i \omega \sigma} j^* \frac{s}{F} \quad (10)$$

Ezt az értéket /8/-ba behelyettesítve kapjuk, hogy

$$\bar{\mu} = \mu_1 - i \mu_2 = - \frac{c}{i \omega \sigma} \frac{s}{F} j^* \frac{1}{H_0^*} \quad (11)$$

A /11/-ben szereplő j^* áramsűrűség egyszerűen kifejezhető az I. Maxwell egyenletből /az eltolási áram elhanyagolása mellett/ a mágneses térerősség differenciálhányadosaként.

Vékony lemezre, alkalmasan megválasztott koordinátarendszer esetén ui. a /6/ egyenlet a következő alakra hozható:

$$\frac{\partial^2 H^*}{\partial z^2} = p^2 H^* \quad (12)$$

ahol

$$p^2 = i \frac{4 \pi \sigma \mu' \omega}{c^2} \quad (13)$$

A /12/ egyenletet megoldva, H^* differenciálásával az áramsűrűség értékét kapjuk. Ezt az értéket a /11/ egyenletbe téve $\bar{\mu}$ -re az alábbi végeredmény adódik:

$$\bar{\mu} = \frac{\mu'}{\alpha} \operatorname{th} \alpha \quad (14)$$

ahol

$$\alpha^2 = p^2 h^2 = i \frac{4 \pi \sigma \mu' \omega}{c^2} h^2 \quad (15)$$

és h a vizsgált lemez vastagságának félértéke. Arkagyev [2,3] nomogrammot szerkesztett μ' -nek a mérhető $\bar{\mu}$ -ből történő meghatározására. Részletes számításokat végzett Polivanov [4] is vékony lemez esetére.

Az eddigiekben mi μ' -re az irodalomban használatos kifejezést alkalmaztuk. Meg kell azonban jegyeznünk, hogy a $\bar{\mu}$ és μ' kapcsolatára vonatkozó előbb vázolt levezetésben, a ferromágneses anyagok mágneses inhomogenitását nem vettük figyelembe, ezért tulajdonképpen a /14/ alapján nem határozhatjuk meg az anyag tényleges permeabilitását.

A $\bar{\mu}$ mérésére lemezelte toroid magot használtunk. Jelöljük F -el a mag keresztmetszetét és r_k -val közepes sugarát. Legyen N a magra feltekercselt menetek száma.

Ha már most $R + i\omega L$ a tekercs impedanciája, akkor a mágneses indukció törvénye szerint felírható, hogy

$$(R + i\omega L) J = R_0 J + FN \frac{d\bar{B}}{dt} \cdot 10^{-8} \quad (16)$$

ahol R_0 , illetve R a tekercs egyen- illetve váltóáramu ellenállása, ω a váltakozó tér /áram/ körfrekvenciája, L a tekercs indukciója, J a váltakozó áram erőssége, \bar{B} a mag közepes indukciója.

Figyelembevée az indukció szinuszos változását és azt, hogy ez az áramtól α szöggel elmarad, azaz

$$\bar{B} = \bar{B}_0 e^{i\omega t} = (\mu_1 - i\mu_2) H_0 e^{i\omega t} \quad (17)$$

és

$$J = J_0 e^{i(\omega t + \alpha)} \quad (18)$$

valamint \bar{H}_0 helyére megfelelő $\frac{0,2NJ_0}{r_k}$ értéket helyettesítve μ_1 és μ_2 értékekre az alábbi kifejezéseket kapjuk:

$$\mu_1 = \frac{L}{2N^2 \frac{F}{r_k}} \cdot 10^9 \quad (19)$$

$$\mu_2 = \frac{R - R_0}{4\pi \nu N^2 \frac{F}{r_k}} \cdot 10^3 \quad (20)$$

μ_1 és μ_2 meghatározását tehát indukció és ellenállás mérésére vezettük vissza.

Égészítsük ki előbbi meggondolásainkat azzal, hogy vázlatosan figyelembe vesszük a doménszerkezettel összefüggő mágneses inhomogenitásnak a komplex permeabilitásra gyakorolt hatását.

Válasszunk ki egy egy-mágneses tengelyű ferromágneses anyagot, amelyben egymással ellentétesen mágnesezett tartományok alakulnak ki. A lemezalaku próbatest \therefore tengelymenti vastagsága legyen kicsi az y és z irányú hosszúságokhoz képest, amelyek jó közelítésben végtelennek tekinthetők.

Váltakozó, z tengely irányú mágneses tér hatására az egyes mágneses tartományokat elválasztó síkok /doménfalak/ a mágneses tér változásának megfelelő mozgást végeznek. Ezt a mozgást a doménfalak mozgásával kapcsolatos lokális fluxusváltozás eredményeként jelentkező mágneses tér fékezni igyekszik.

Az első kvantitatív számítás a fékező tér szerepére vonatkozóan Beckertől [5] származik, aki egy olyan körkeresztmetszetű próbatestet vizsgált, amelyet feltételezése szerint egyetlen doménfal oszt két egymással ellentétesen mágnesezett tartományra. Ezzel a modellel megkapta azt a doménfal mozgását késleltető fékező teret, amely az adott doménfalra csak a saját mozgása által okozott mágneses tér hatására keletkezik és figyelmen kívül hagyja, hogy minden egyes doménfalra hat az összes többitől származó mágneses tér is.

Ennek a jelenségnek pontosabb tárgyalását először Polivanov [6] majd Akulov és Krincsik [7] Kittel [8] Neel [9] és Pál L. [10] kísérelte meg. Minthogy kísérletünkben részben a Pál által megadott elmélethez csatlakozunk, ezt ismertetjük még röviden.

A Pál által választott modell egy véges d vastagságú, gyakorlatilag végtelen szélességűnek és hosszúságúnak tekinthető lemez, amelyben $(2n+1)$ egymással ellentétesen mágnesezett b szélességű domén helyezkedik el, azaz $d \approx (2n+1)b$

Ezzel a modellel meghatározva az $(n-k)$ -ik doménfalra ható mágneses tér nagyságát a következő eredményre jutunk:

$$H_{n-k} = H_0 \frac{\sum_{l=0}^k \binom{k+l}{2l} (i\omega a)^l}{\sum_{l=0}^n \binom{k+l}{2l} (i\omega a)^l} \quad (21)$$

ahol

$$a = \frac{4\pi\mu'\sigma}{c^2} b^2 \quad (21')$$

Ebből a permeabilitásra vonatkozó kifejezés könnyen származtatható. Az effektív és a valódi komplex permeabilitások közötti kapcsolatra a következő kifejezést nyerjük:

$$\bar{\mu} = \mu_1 - i\mu_2 = \frac{\mu'}{nH_0} \sum H_{n-k} \quad (22)$$

Az ebben a kifejezésben szereplő μ' komplex permeabilitás már sokkal inkább nevezhető a mágneses anyag valódi permeabilitásának, mint a (14) egyenletben szereplő μ' permeabilitás, mivel ezt az anyag mágneses inhomogenitásának /doméneknek/ legalább is modell-szerű figyelembevételével kaptuk.

A szerző egy meg nem jelent dolgozatában a /21/ kifejezésben szereplő összegeket másodfajú Csebisev polinomokra vezette vissza

és sikerült ilyen módon kimutatnia, hogy ha végtelen kis szélességű doménekből álló próbatestre térünk át, azaz ha a próbatestet mágneseesen homogénnek tekintjük, visszacapjuk a doménszerkezet figyelembevétel nélkül számított effektív permeabilitásra vonatkozó /14/ kifejezést, vagyis a

$$\bar{\mu} = \frac{\mu'}{ph} th ph \quad (23)$$

összefüggést, ahol

$$p^2 = i \frac{4\pi\sigma\mu'\omega}{c^2} \quad \text{és} \quad h = \frac{d}{2} \quad (24)$$

Ha a doménfalak közötti b távolság elég kicsi, arra az esetre kimutatható, hogy a doménszerkezet a permeabilitás frekvencia függésére alig gyakorol befolyást. Ekkor ui. a komplex permeabilitás kifejezése a következő lesz:

$$\bar{\mu} = \mu_1 - i\mu_2 = \mu' \frac{th p_n}{p_n} \quad (25)$$

ahol

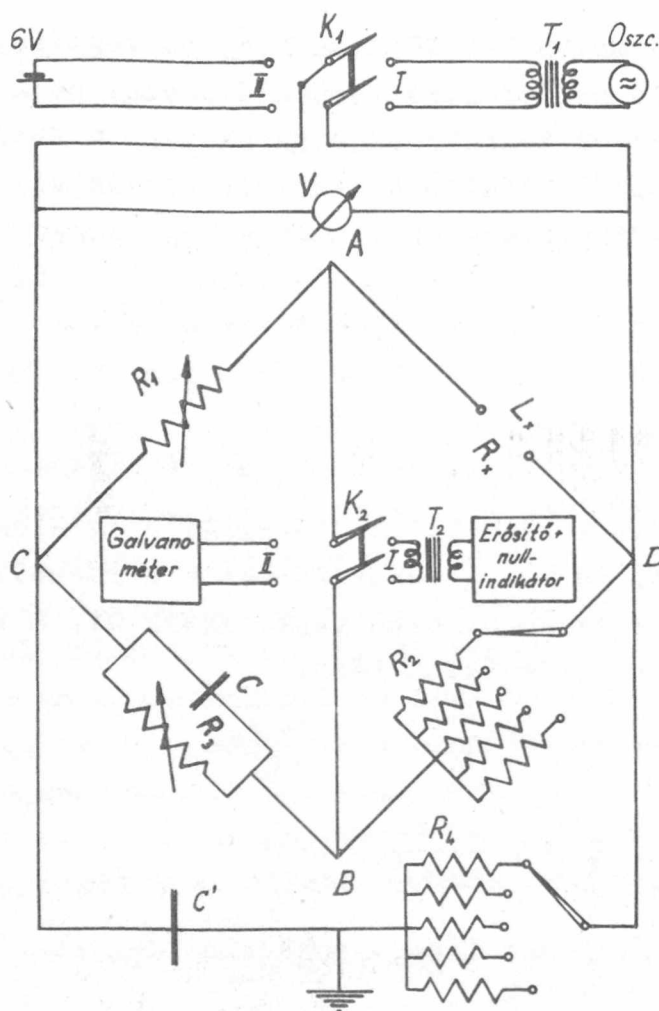
$$p_n^2 = i \frac{4\pi\sigma\mu'\omega}{c^2} n^2 b^2 \quad (26)$$

Mivel $nb \sim h$ /24/-hez képest gyakorlatilag semmiféle lényeges különbség nem jelentkezik.

Az effektív permeabilitás valós része monoton csökkenő, képzetes része pedig maximummal rendelkező görbét mutat.

2. Mérőberendezés

A komplex permeabilitás méréséhez, mint az a fentiekből látható, olyan mérőberendezés szükséges, amely lehetővé teszi pontos R_0 , R és L meghatározását. Az általunk készített ilyen Wien-Maxwell típusú hid vázlatát tünteti fel az 1. ábra. Mint látható, ez egyen- és váltóáramu mérésekre alkalmas, a K_2 és K_1 kapcsolók, II, illetve I állása szerint. Az R_1 ellenállás $1-10^4$ ohm értékek között változtatható s közvetlenül indukcióra kalibráltuk. Az indukciómérés intervallumát az R_2 és R_4 ellenálláskarok egyidejű átkapcsolásával lehet változtatni. A $C = 2,5 \cdot 10^4 pF$ értékű kapacitás az $R_3 = 10^5 \Omega$ -os dekadikus ellenállással van párhuzamosan kapcsolva, L_x és R_x a mérendő próbatest indukciója és ellenállása.



1. ábra

A hid egyenáramu táplálása 6 V-os akkumulátorból történik, váltakozó áramu mérésre pedig egy 10^5 Hz frekvenciáig szabályozható Muirhead Wigan D 650 B típusú dekadikus oszcillátor szolgál. Az indikálás galvanométerrel, illetve nagy érzékenységű szelektív erősítővel történik, amely folyamatosan a tápláló oszcillátor működési frekvenciájára hangolható.

A hid egyensúlyi állapotában, a mérendő toroid tekercs inductivitására és váltóáramu, illetve egyenáramu ellenállására vonatkozóan a következő egyszerű összefüggés áll fenn:

$$L_x = R_1 R_2 C \quad (27)$$

és

$$R_{x,0} = \frac{R_1 R_2}{R_3} \quad (28)$$

A komplex permeabilitás frekvenciafüggését nagyon kis térerősségek mellett vizsgáljuk /Rayleigh tartományban/, ezért szükséges a mérőtekercsen átfolyó áram megfelelő kis értékének biztosítása. Az áram mérése a CD ágba kapcsolt V feszültségmérővel történik, amelynek segítségével az áram a következőképpen adódik:

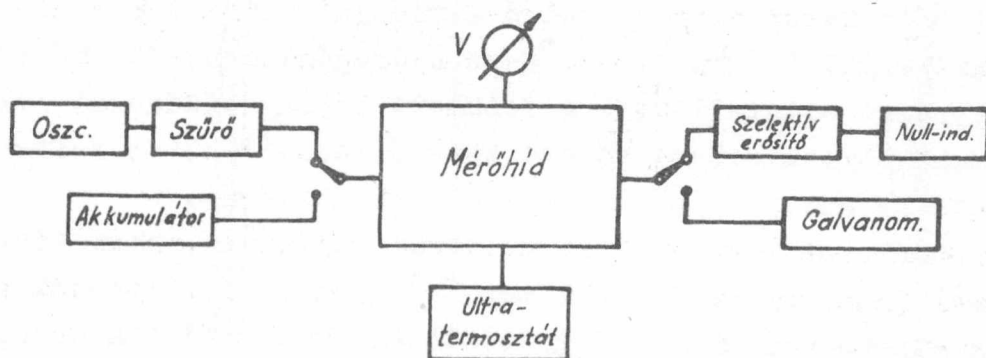
$$J = \frac{V}{R_1 + |Z|} \sim \frac{V}{R_1} \quad (29)$$

miel $R_1 \gg |Z|$ a legtöbb esetben.

A hidat elektrosztatikusan gondosan árnyékoljuk, hogy a veszteségi szöge minél kisebb legyen. Az ilyen módon elkészített hiddal 80-100 kHz-es frekvenciákig végeztünk méréseket.

Mint említettük, a mérendő próbatest komplex permeabilitásának frekvenciafüggését vizsgálva, váltakozó paraméterenként szerepel a hőmérséklet. Ezért a próbatestet ultratermosztátba helyeztük, amelyben nagy pontossággal konstans hőmérsékleten tarthattuk a mérendő tekercseket. Erre a $m \Omega$ pontosságú ellenállásmérés miatt volt szükség. Így a vizsgálatokat 20-190°C hőmérséklet intervallumban végezhattük.

A mérőberendezés vázlatos blokksémája a 2. ábrán látható.



2. ábra

3. A vizsgálat tárgyai

Ahhoz, hogy a doménfal-eltolódás jelenségét a ferromágneses anyag Curie-pontjának környezetében vizsgálhassuk, olyan ferromágneses anyagra volt szükségünk, amelynek Curie-pontja viszonylag alacsony hőmérsékleten van. Ilyen anyag a Cu-Ni ötvözet, amelynél megfelelő százalékos réztartalom esetén tetszés szerinti kis hőmérsékletre leszállítható a Curie-pont. Amíg ugyanis a tiszta Ni Curie pontja 368°C-nál van, 58,5 % Cu tartalom hatására ez eléri

a 0°K értéket, azaz az ötvözet ekkor elveszti ferromágneses tulajdonságát. A réztartalom növelésével a Curie-pont egyenes arányban csökken [11].

Méréseinket az 1. táblázatban megadott összetételű Cu-Ni ötvözeteken végeztük, amelyeknek Curie-pontja 270 , 180 és 125°C körüli értékeknél van.

1. táblázat

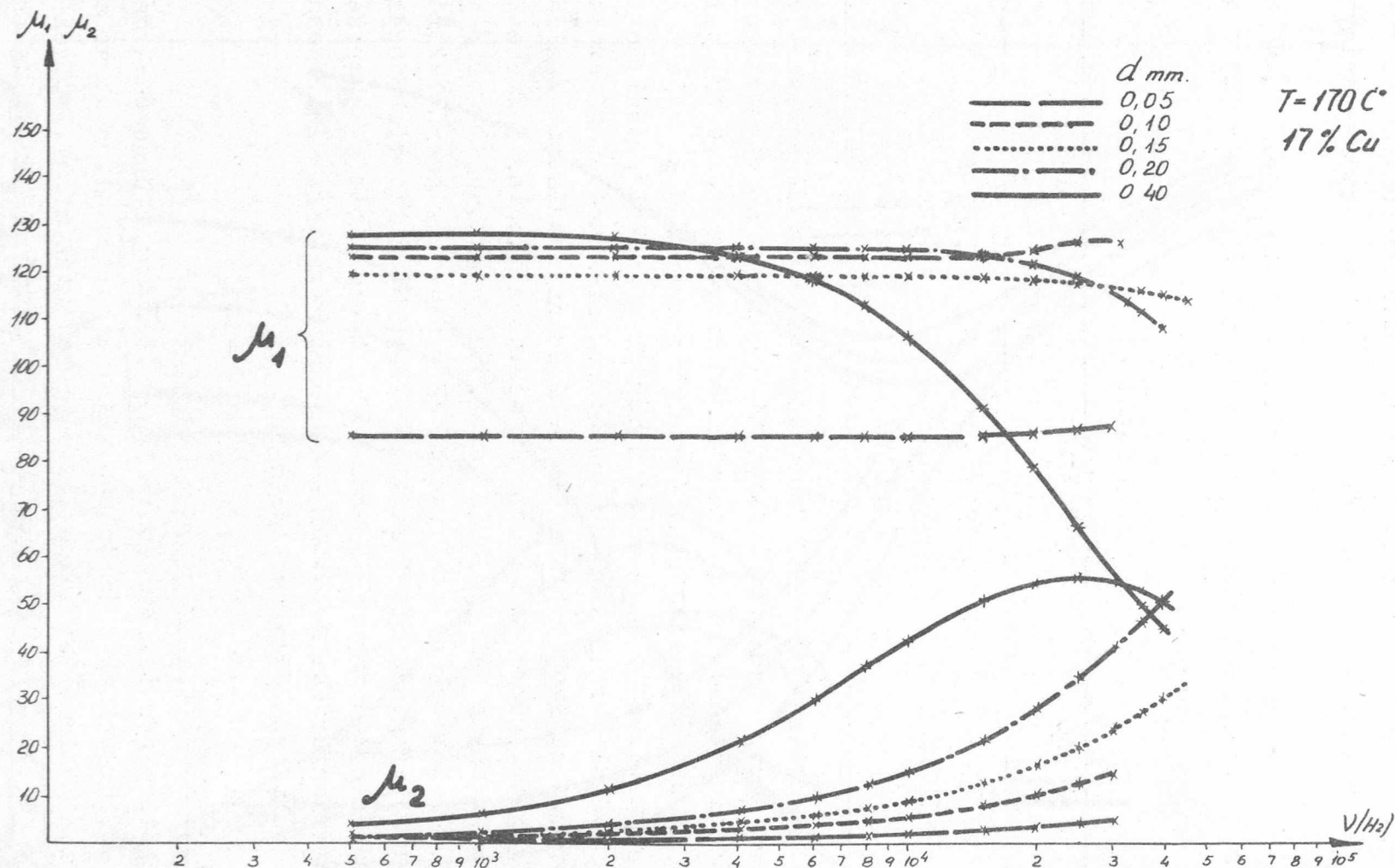
	Cu /%/	Ni /%/	Egyéb /szennyeződés/ /%/
1.	9,15	88,00	2,85
2.	17,00	81,80	1,20
3.	22,03	75,33	2,64

Az ötvözeteket 90 órás, 900°C hőmérsékletű hőkezelésnek vettük alá, amely elősegíti a Cu és Ni atomoknak az ötvözetben való homogén eloszlását. Hőkezelés után az öntvényekből $0,05$; $0,1$; $0,15$; $0,2$ és $0,4$ mm vastagságú lemezeket hengereltünk, majd a lemezekből 3 cm belső és 4 cm külső átmérőjű gyűrűket préseltünk. A toroidokat végül 6 órán át 900°C -os hidrogénkemencében hőkezeltük, amely egyrészt eltávolította a felületi szennyeződések /oxidációs rétegeket/, másrészt az ezt követő lassu lehűtés feltehetően feloldotta az anyag belső mechanikai feszültségét.

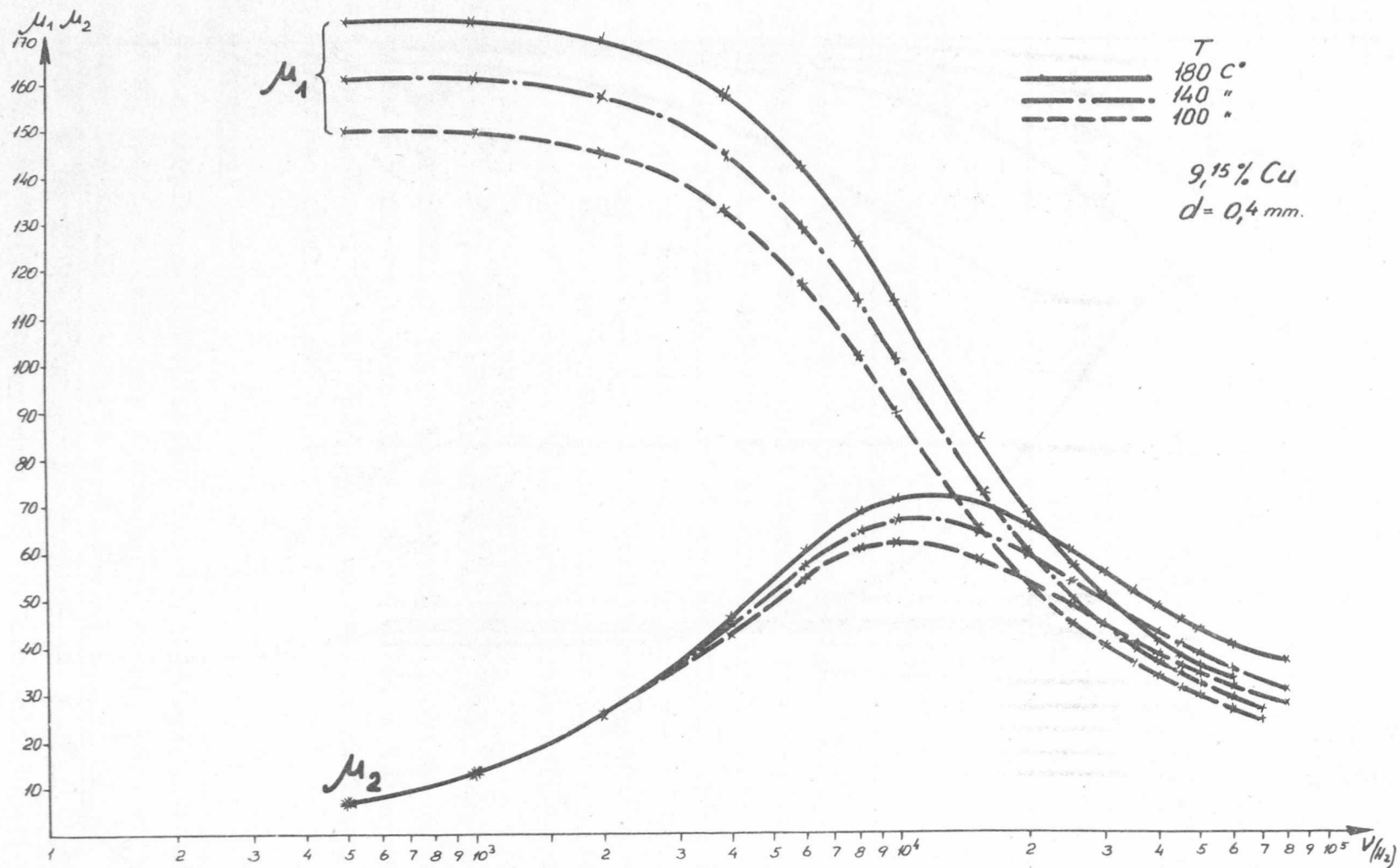
A lemezeket vékony szilikonlakkal vontuk be, hogy elektromosan szigeteljük egymástól. A lemezekből gyűrűt állítottunk össze és egyenletesen 4-5 mHy-re tekercseltük. Mérés előtt a tekercset is szilikonfürdőbe áztattuk /hőállóság végett/ és szilikonnal átitatott selyemszalaggal vettük körül.

4. Mérési eredmények

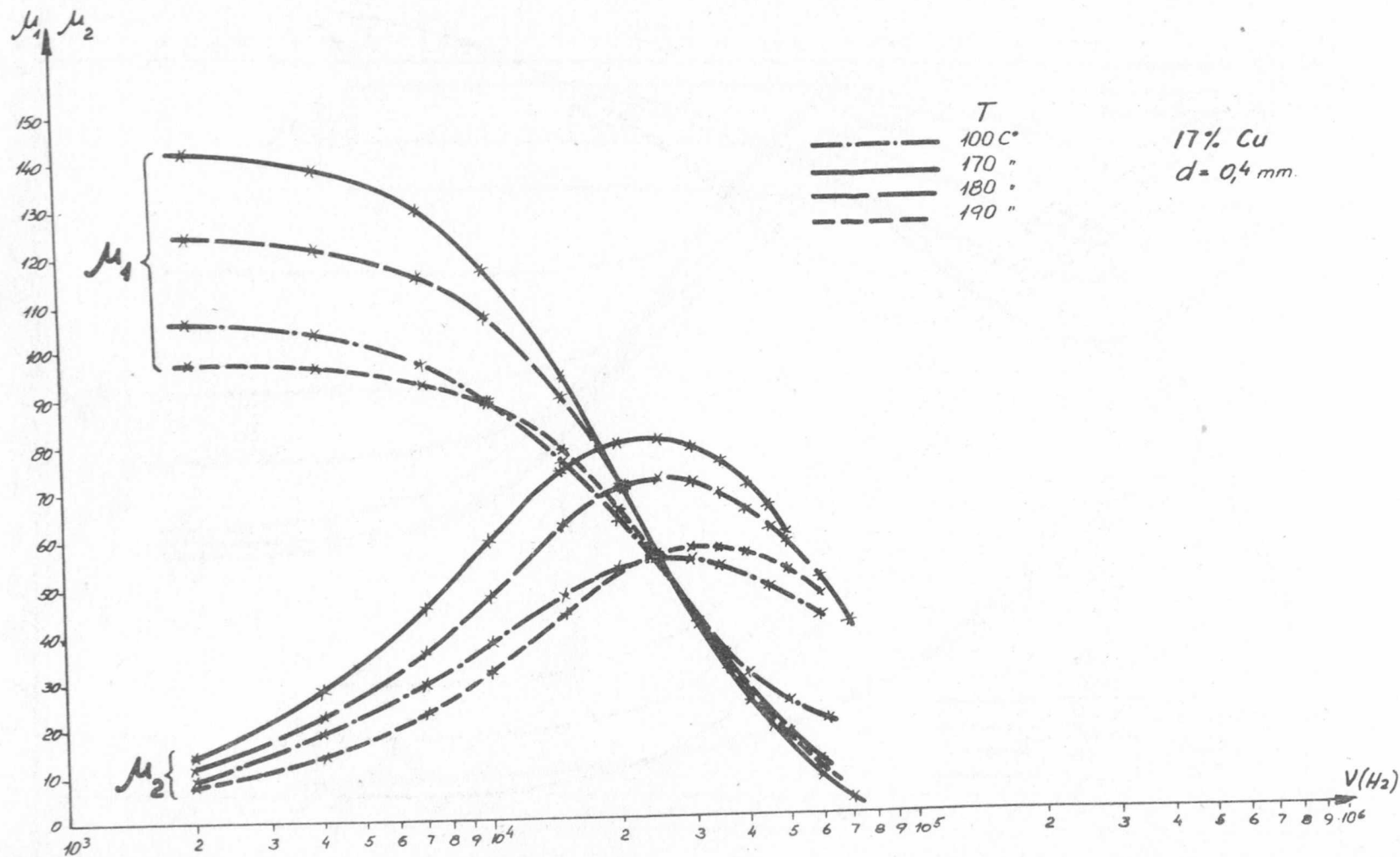
Mielőtt a komplex permeabilitások frekvenciafüggésének mérését elkezdtük volna, először meg akartuk határozni, hogy az adott vastagságú lemezekből készített próbatestek közül, melyek azok, amelyeknél a μ_2 görbe maximumához tartozó ν_k kritikus frekvenciaérték még a berendezésünkkel mérhető frekvenciatartományba esik. Ehhez az 1. táblázat 2. összetételű ötvözetből készült próba-



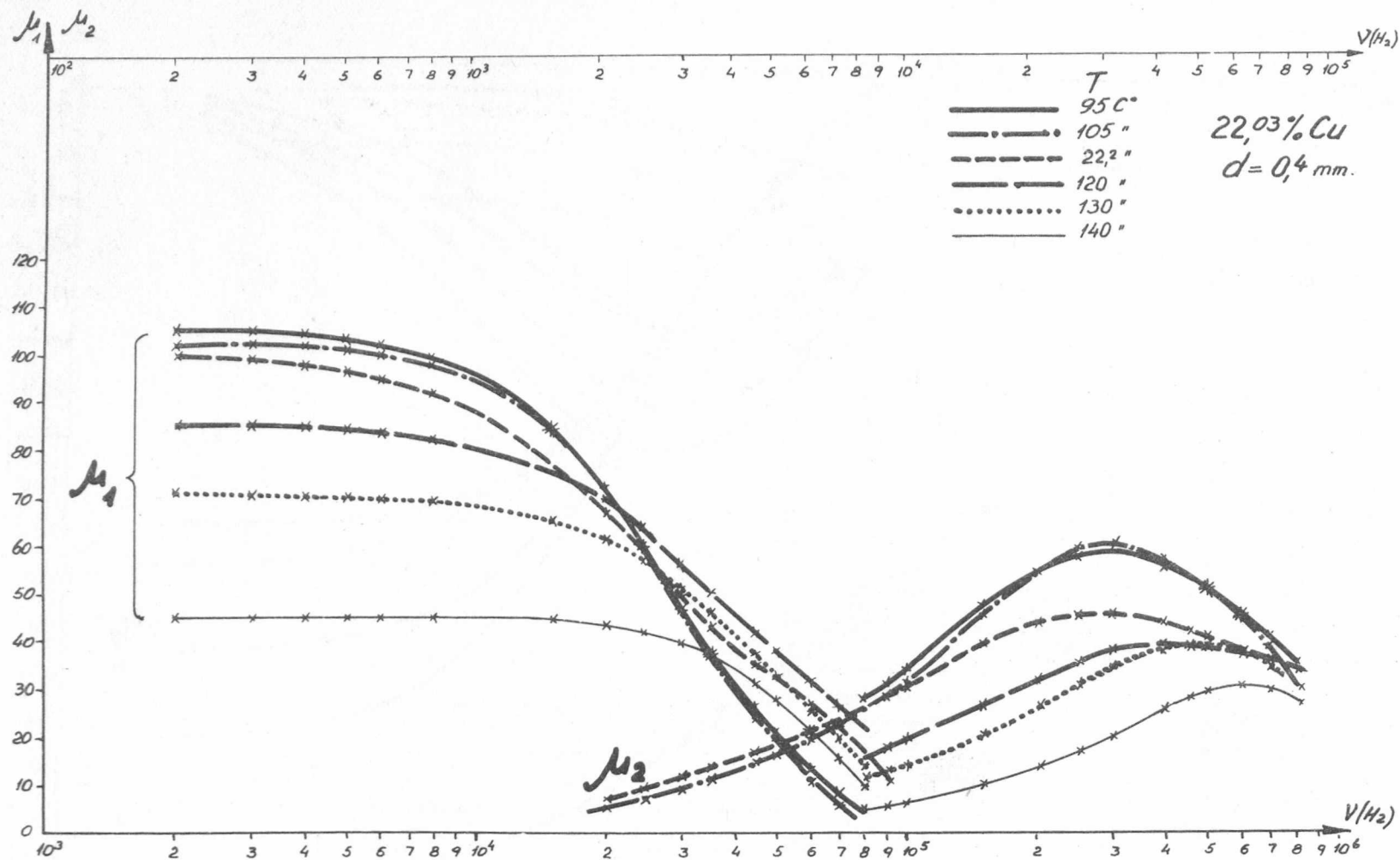
3. ábra



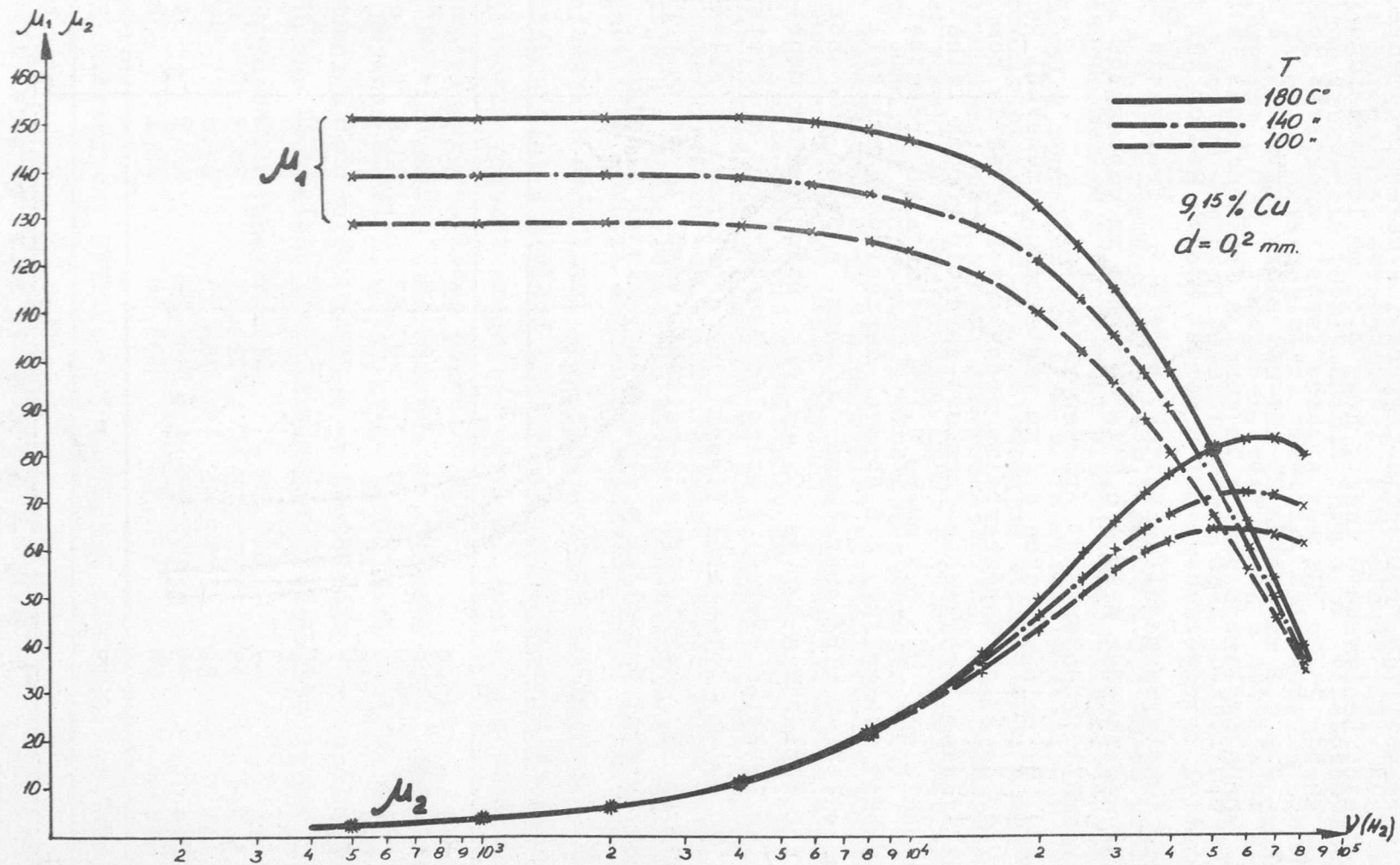
4. ábra



5. ábra



6. ábra



7. ábra

testeken végeztünk mérést, $T = 170^{\circ}\text{C}$ hőmérséklet mellett mérve a komplex permeabilitás frekvencia-függését. A mérés eredménye a 3. ábrán látható. Leolvasható innét, hogy 0,05 mm lemezvastagság esetén a μ_2 görbén 25-30 kHz még a görbe kezdeti szakaszát jelenti, ugyanakkor $d = 0,4$ mm esetén 25 kHz-nél eléri maximumát. A megfelelő μ_1 görbe inflexió pontja is ennél a frekvenciánál látható az elmélettel megegyezésben. Ezt a mérést később 80-100 kHz frekvenciákig ismételve megállapítottuk, hogy a ν_k frekvencia tanulmányozása végett csak a $d = 0,2$ és $d = 0,4$ mm vastagságú lemezekből készült próbatesteket érdemes vizsgálni.

A 4., 5. és 6. ábrákon 0,4 mm vastagságú lemezekből készült 9,15, 17,00 és 23,05 % réztartalmu próbatestek effektív komplex permeabilitásának frekvencia-függését ábrázoló görbék láthatók, a 7. ábrán pedig egy $d = 0,2$ mm-es 9,15% réztartalmu próbatest hasonló görbéit ábrázoltuk. A 6. ábrával kapcsolatban meg kell jegyeznünk, hogy itt az alsó abszcissza μ_1 -hez, a felső μ_2 -höz tartozik. A 2. táblázat a μ_1 és $\mu_2 = f(\nu)$ számolásának menetét mutatja be egyetlen esetre. A számolás menete tehát a következő: a mért R_1 és R_3 értékekből kiszámítjuk a tekercs R_x ellenállását, majd az R_v veszteségi ellenállást, végül μ_1 és μ_2 permeabilitások értékét számoljuk a /19,20/ egyenletek alapján.

2. táblázat

ν_{kHz}	R_1	R_3	R_x	R_v	μ_1	μ_2
2	5029	20630	9,75	4,88	99,73	7,7
5	4880	5910	33,02	28,15	96,8	17,8
10	4448	1732	102,72	97,83	88,2	30,9
15	3890	812	191,64	186,72	77,1	39,3
20	3369	475	283,73	278,83	66,8	44,-
30	2511	228	440,58	435,69	49,8	45,9
40	1941	139	558,57	553,67	38,5	43,7
50	1606	99	648,92	643,09	31,8	40,6
60	1327	73	727,13	722,21	26,3	38,0
70	1111	56	793,61	788,75	22,0	35,6
80	850	39	871,84	866,98	16,9	34,2
90	610	26	938,45	933,56	12,1	32,8
R_0	1000	8212	4,87			

Az itt közölt mérési eredményeket 22,03% Cu tartalmu, $d = 0,4$ mm-es próbatesten nyertük $T = 22,2^{\circ}\text{C}$ -on.

A 4., 5., 6. és 7. ábrák azt mutatják, hogy ν_k értéke növekszik a hőmérséklet növekedésével. Kimutatható [10], hogy a ν_k kritikus frekvencia többek között függ a σ vezetőképességtől is. Mivel σ a T hőmérséklettel változik, azt, hogy ν_k hőmérséklet-függését $\sigma(T)$ okozza-e, vagy pedig a doménfalak kiszélesedése is fontos szerepet játszik ebben, csak további mérések után tudjuk eldönteni.

A 9,15 % réztartalmu $d = 0,2$ és $d = 0,4$ mm-es próbatesteknél csupán messze a Curie-pont alatti hőmérsékletnél tudtunk mérni, mivel a rendelkezésre álló ultratermosztáttal 190°C fölötti hőmérsékletet nem tudtunk biztonsággal előállítani. A későbbiekben egyébként éppen a nagy hőmérsékletekkel járó nehézségek elkerülése végett 30 % Cu-tartalmu Cu-Ni ötvözetrel végezzük méréseinket, amelynek Curie-pontja szobahőmérsékleten van.

Szembetűnő, hogy a hőmérséklet növekedésével a permeabilitás képzetes és valós része egyaránt növekszik, amint a hőmérséklettel a Curie-pont felé közeledünk. Ez azt fejezi ki, hogy a veszteségek növekednek a hőmérséklet növekedésével, ami valószínű szoros összefüggésben van a doménfalaknak a hőmérséklet növekedésével együttjáró kiszélesedésével. Mivel a doménszerkezet és komplex permeabilitás közötti kapcsolat megteremtésénél kizárólag vékony doménfalakkal számoltak, erre a jelenségre nem kaphatunk pontos felvilágosítást a meglévő elmélet alapján. Viszont érdemes lenne számításokat végezni szélesedő doménfal esetében a doménstruktúra és komplex permeabilitás kapcsolatára.

$\sigma(T)$ mérése után részben az Arkagyev által kidolgozott módon, részben a Pál L. által nyert számítások alapján meg fogjuk határozni a μ' valódi komplex permeabilitás frekvenciafüggését, amiből már konkrétebb következtetéseket vonhatunk le az anyag doménszerkezetére vonatkozóan.

I r o d a l o m

- [1] V.K.Arkagyev: HRFHO cs.fiz. 45, 302 /1913/; Phys.Zs.14,928 /1913/
- [2] V.K.Arkagyev: Elektromagnetnij processy v metallah t.II. ONTI /1936/

- [3] V.K.Arkagyev: Phys.Zs. d.Sow.Un. 3, 1, 1, /1933/
- [4] K.M.Polivanov: Problemi ferromagnetizma i magnetodinamiki, Izd.AN SzSzSzR, Moszkva-Leningrad sztr.29 /1946/
- [5] R.Becker: Phys.Zs. 39, 856 /1938/; Ann.d.Phys. 36, 340 /1939/
- [6] K.M.Polivanov: Problemi ferromagnetizma i magnetodinamiki Izd.AN SzSzSzR, Moszkva-Leningrad sztr. 43 /1946/
- [7] N.Sz.Akulov i G.Sz.Krincsik: DAN 81, 171 /1951/
- [8] C.Kittel: Phys.Rev. 70, 281, /1946/
- [9] L.Néel: Ann.de l'Inst.Fourier, 3, 301 /1952/
- [10] Pál L.: KFKI Közl. 2, 701 /1954/
- [11] M.Hansen: Der Aufbau der Zweistofflegierungen 585 old.

Érkezett 1957.ápr.1.

A kiadásért felelős a Központi Fizikai Kutató Intézet igazgatója

Megrendelve: 1957. évi 6. Póldányszám: 400

Készült Rotaprint eljárással az MNOSz 5601-54. Á és MNOSz 5602-55. Á szabványok
szerint 22 (Á/5) ív terjedelemben ~ ábrával

FELSŐOKTATÁSI JEGYZETELLÁTÓ VÁLLALAT

Felelős: Heitter Imre
7-330